

Experimente mit lasergeheizten Hohlräumen  
für die Untersuchung der Wechselwirkung von  
Schwerionen mit ionisierter Materie

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

Zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von  
Dipl.-Phys. Gabriel Schaumann  
aus Rüsselsheim

Darmstadt 2007  
D17

Referent: Prof. Dr. M. Roth  
Korreferent: Prof. Dr. Dr.h.c./RUS D.H.H. Hoffmann

Tag der Einreichung: 14.10.07  
Tag der Prüfung: 17.12.07



## Zusammenfassung

Die Erforschung der Wechselwirkung von schweren Ionen mit Plasmen bildet einen Arbeitsschwerpunkt der Abteilung Plasmaphysik an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI). Der Experimentplatz an der GSI bietet die einzigartige Möglichkeit den Ladungszustand und den Energieverlust von Ionen eines Linearbeschleunigers zu messen, nachdem sie ein heißes und dichtes Plasma durchdrungen haben. Bisher wurde das Plasma mit dem Hochenergielaser *Nhelix*<sup>1</sup> durch direkte Bestrahlung einer Festkörperprobe (Target) erzeugt. Die Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von 1064 nm kann bis zu einer Dichte von 1/100 der Festkörperdichte in das Plasma eindringen und heizt deshalb die Probe nur an der Oberfläche. Aus den Dichte- und Temperaturgradienten des abströmenden Plasmas ergeben sich hohe Anforderungen an eine zeitaufgelöste Plasmadiagnostik, mit der Schlüsselparameter wie die Temperatur oder die Dichte freier Elektronen während der Wechselwirkungszeit orts aufgelöst gemessen werden müssen. Nur wenn die Plasmaparameter bekannt sind, können aus den gemessenen Strahlparametern quantitative Aussagen über die Ionen-Plasma-Wechselwirkung gewonnen werden.

Ein Ziel dieser Arbeit bestand darin, einen Hohlraum als Konverter für die langwellige Laserstrahlung in weiche Röntgenstrahlung zu entwickeln und die thermische Strahlung zu charakterisieren. Das eigentliche Plasmataarget für den Ionenstrahl soll dann mit dieser Hohlraumstrahlung geheizt werden. In lasergeheizten Hohlräumen lassen sich Strahlungstemperaturen erzeugen, bei denen das Maximum der spektralen Strahlstärke bei Wellenlängen von wenigen Nanometern liegt. Diese Strahlung kann eine dünne Festkörperfolie homogen über das ganze Probenvolumen heizen. Des Weiteren ist das Strahlungsfeld in einem Hohlraum isotrop und die inkohärente, thermische Strahlung bildet im Gegensatz zu Laserlicht keine lokalen Intensitätsspitzen durch Interferenzeffekte aus. Deshalb wird es mit dem Konzept der indirekten Heizung möglich sein, ein räumlich homogenes Plasma bei Festkörperdichte zu erzeugen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Lasersystem *Nhelix* um einen zweiten Oszillator mit kürzerer Pulsdauer erweitert und die Strahlführung für beide Laserpulse neu gestaltet. Die zeitliche und räumliche Strahlqualität des Laserpulses mit dem das Plasma bei der direkten Heizung eines Folientargets erzeugt wird, konnte wesentlich verbessert werden. Es besteht jetzt die Möglichkeit die Laserpulslänge an die experimentellen Erfordernisse anzupassen und die Frequenz des Heizlasers für die Hohlraumexperimente mit einem KDP-Kristall zu verdoppeln.

Es werden Daten zum Energieverlust von Ar-Ionen in Plasmataargets vorgestellt, die durch direkte Laserbestrahlung erzeugt wurden. Mit einem neuen Ionendetektor konnte die Energieauflösung ( $\Delta E/E \approx 0,1\%$ ) und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Messung verbessert werden. Eine präzise Synchronisation zwischen Linearbeschleuniger und Laser erlaubte es, den Laserpuls relativ zu der Pulsstruktur des Beschleunigers zwischen den Experimenten um jeweils 2 ns zu verschieben. So konnte der zeitliche Verlauf des Energieverlustes mit einer Abtastrate von 1/(2 ns) aus mehreren Experimenten bestimmt werden. Bei Messungen mit einer dünnen Folie aus Kohlenstoff lag der maximale Energieverlust im Plasma 31% über dem Energieverlust in der kalten Festkörperfolie.

---

<sup>1</sup>Das Akronym *Nhelix* steht für: **N**anosekunden **H**ochenergielaser für **I**onenstrahl**e**xperimente.

Die Transparenz der dünnen Folien für Laserlicht wurde in Abhängigkeit von der Foliendicke und der Laserpulsdauer untersucht. Dies ergab eine obere Grenze für eine sinnvolle Pulsdauer bei gegebener Foliendicke und Laserintensität. Die tatsächlich im Target absorbierte Energie ist ein wichtiger Eingangsparameter für Simulationsrechnungen, mit denen Plasmaparameter bestimmt werden müssen, die experimentell nicht zugänglich sind.

Für die theoretische Beschreibung des Energieverlustes in ionisierter Materie ist die Dichte der freien Elektronen ein wichtiger Plasmaparameter. Deshalb wurde ein Interferometer entwickelt und aufgebaut, mit dem die Elektronendichte orts aufgelöst und erstmals auch zu verschiedenen Zeiten bei einem Experiment bestimmt werden konnte. Diese Diagnostik liefert Interferenzbilder mit einem zeitlichen Abstand von 1,5 ns, aus denen die Dichte der freien Elektronen bis zu einem Maximum von  $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  bestimmt wurde.

Für die Herstellung der Hohlräume wurde ein lithographisches Verfahren angewandt, mit dem sich Targets aus Gold von unterschiedlicher Größe und Form fertigen lassen. In dieser Arbeit werden Experimente mit Targets in sphärischer Geometrie vorgestellt, die einen Durchmesser von  $750 \mu\text{m}$  und eine Wandstärke von  $10 \mu\text{m}$  haben.

Um die Hohlraumstrahlung zu charakterisieren, wurde ein Spektrometer mit hoher Zeitauflösung entwickelt und mit einer Deuteriumlampe absolut kalibriert. Während der Heizphase, wurde der Temperaturanstieg mit einer Zeitauflösung  $< 1 \text{ ns}$  bis auf eine maximale Strahlungstemperatur von  $73 \pm 8 \text{ eV}/k_B$  ( $85 \times 10^4 \text{ °C}$ ) gemessen.

Die Hohlraumexperimente haben gezeigt, dass bereits bei einer Intensität von  $10^{13} \text{ W/cm}^2$  stimulierte *Brillouin*-Streuung (SBS) auftritt, wenn mit der grundharmonischen Wellenlänge (1064 nm) gearbeitet wird. Eine zeitaufgelöste Messung des reflektierten Laserlichts ergab, dass im Mittel 2% der Laserenergie durch SBS reflektiert wurden.

Aus dem gemessenen Verlauf der Strahlungstemperatur konnte für die konkrete Hohlraumgeometrie die Effizienz der Konversion von Laserenergie in thermische Energie der Hohlraumstrahlung zeitaufgelöst bestimmt werden. Bei einer Eintrittsöffnung für den Heizlaser von  $330 \mu\text{m}$  und einem Diagnostikloch von  $160 \mu\text{m}$  Durchmesser, erreicht die Konversionseffizienz am Ende des Heizpulses 74%. Aus der Diagnostiköffnung treten 14% der Laserenergie in Form von thermischer Strahlung aus, die für die Heizung eines Sekundärtargets verwendet werden kann.

## Abstract

The investigation of phenomena concerning the interaction of heavy ions with plasmas is a key research activity of the plasma physics group at the Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI). The laboratory at GSI offers the unique opportunity to measure the charge state distribution and the energy loss of swift heavy ions after they have penetrated a hot and dense plasma. Until now, the plasma has been generated through direct irradiation of a solid density foil target by the high energy laser system *Nhelix*<sup>2</sup>. As the laser with a wavelength of 1064 nm can permeate the plasma up to an electron density of 1/100 of solid state density, the laser energy only heats the surface of the target. The laser induced plasma expands considerably on a nanosecond timescale, which leads to significant change of the plasma parameters along the projectile-plasma interaction path. This requires plasma diagnostic sophisticated enough to measure key plasma parameters such as temperature and free electron density with both space- and time resolution during the interaction time. Only when these plasma parameters are known, quantitative statements with regards to the ion-plasma-interaction can be made.

This dissertation research aims to develop a Hohlraum as a converter for laser radiation into soft X-rays, and to characterise this thermal radiation. In a next step, the actual plasma target for the ion beam will then be generated with this thermal radiation. Laser heated hohlraum targets allow for the production of radiation temperatures with maximum spectral emission in a wavelength range of a few nanometers. This radiation can evenly heat the entire volume of a thin foil target. Furthermore, a Hohlraum converter is beneficial as it destroys the coherence of the primary laser light. Coherent laser light will always show spatially inhomogeneous heating due to interference patterns, whereas the homogenous radiation field in a cavity with its incoherent thermal radiation does not produce localized intensity peaks due to such interference. Therefore, the concept of indirect heating allows for the production of a spatially homogenous plasma at solid state density.

For the purpose of this research, the *Nhelix* laser system has been extended by a second oscillator with a shorter pulse length, and the optical system layout has been redesigned for both beams. The temporal and spatial beam profile of the pulse, which generates the plasma in the direct heating scheme, has been considerably improved. It is now possible to adjust the pulse length to the experimental requirements, and the frequency of the heating pulse can be doubled with a KDP-Crystal for the hohlraum experiments.

This dissertation presents data on the energy loss of Ar-ions in plasma targets generated by direct heating of carbon foils with the *Nhelix* laser. Due to the use of a new ion detector, the energy resolution ( $\Delta E/E \approx 0,1\%$ ) and the signal-to-noise ratio of the measurements were improved. With a precise synchronisation between the bunch structure of the ion beam and the laser pulse it became feasible to measure the chronological sequence of the energy loss with a sampling rate of 1/(2 ns). Measurements with thin carbon foil showed the maximum energy loss in the plasma to be 31% above the energy loss in comparison with the cold foil.

---

<sup>2</sup>*Nhelix*: Nanosecond high energy laser for ion beam experiments.

The transparency of thin carbon foils for laser light has been investigated as a function of foil thickness and pulse length, which resulted in a maximum laser pulse length applicable for a certain foil thickness and laser intensity. How much of the laser energy is actually absorbed in the target is an important input parameter for numerical simulations necessary to determine plasma parameters that are not accessible through experiments.

The density of free electrons is an important plasma parameter for the theoretical description of energy loss in ionised matter. For this purpose, an interferometer was developed and constructed, with which the electron density could be determined with spatial resolution, and for the first time also at different times during the experiment. This diagnostic provides images of the interference pattern with a time difference of 1,5 ns and allows determination of the free electron density up to a maximum density of  $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

A lithographic procedure was developed that enables the production of gold hohlraum targets of varied size and shape. This dissertation presents experiments with targets of spherical geometry, a diameter of  $750 \mu\text{m}$  and a wall-thickness of  $10 \mu\text{m}$ . In order to characterise the cavity radiation, a spectrometer with high time resolution was developed and calibrated in terms of absolute intensity units with a deuterium-lamp. While the laser heats the cavity, the rise in temperature was measured with a time resolution  $< 1 \text{ ns}$  up to a maximal radiation temperature of  $73 \pm 8 \text{ eV}/k_B$  ( $85 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

The Hohlraum experiments revealed that stimulated *Brillouin* scattering (SBS) occurs already at an intensity of  $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$  when the laser is operated at the fundamental wavelength (1064 nm). A time-resolution measurement of the reflected laser light showed that on average, 2% of the laser energy is reflected by SBS.

For this particular Hohlraum geometry, conversion efficiency (with time resolution) of laser energy to thermal energy of the hohlraum radiation has been derived from the measurements of the development of radiation temperature. With an opening for the heating laser of  $330 \mu\text{m}$  and a diagnostic port of  $160 \mu\text{m}$ , the conversion efficiency reaches 74% at the end of the heating pulse. With this converter geometry 14% of the laser energy exits in form of thermal radiation through the diagnostic opening, and can be utilised for the heating of a secondary target.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation und Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Licht - Materie-Wechselwirkung . . . . .	3
2.1.1	Laserplasmen . . . . .	4
2.1.2	Interferometrie . . . . .	7
2.2	Ionenstrahl - Plasma-Wechselwirkung . . . . .	10
2.2.1	Ladungsverteilung der Projektile . . . . .	10
2.2.2	Das Bremsvermögen von Plasma . . . . .	11
2.3	Der Hohlraum als Strahlungskonverter . . . . .	12
2.3.1	Thermalisierungszeit: Teilchen- und Strahlungstemperatur . . . . .	12
2.3.2	Spektrale Verteilung der Strahlung in einem Hohlraum . . . . .	14
2.3.3	Energieeinkopplung und Strahlungstemperatur . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Fertigung von Hohlraumtargets</b>	<b>18</b>
<b>4</b>	<b>Das Nhelix-Lasersystem</b>	<b>20</b>
<b>5</b>	<b>Aufbau und Charakterisierung der Experimente</b>	<b>25</b>
5.1	Energieverlustmessung mit direkt geheizten Targets . . . . .	25
5.1.1	Beschleuniger der GSI . . . . .	25
5.1.2	Versuchsaufbau Z6 . . . . .	27
5.1.3	Messprinzip und Auswertung . . . . .	30
5.2	Experimente mit Hohlraumtargets als Strahlungskonverter . . . . .	32
5.2.1	Experimentaufbau und Justage . . . . .	32
5.2.2	Anforderung an das Lasersystem . . . . .	35
5.3	UV-Diodenspektrometer mit hoher Zeitauflösung . . . . .	38
5.3.1	Konzeption des Spektrometers . . . . .	39
5.3.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	41
5.3.3	Absolutkalibration mit einer Deuteriumlampe . . . . .	41
5.4	Röntgenspiegel mit Röntgendiode . . . . .	47
5.4.1	Apparativer Aufbau . . . . .	47
5.4.2	Methode der Datenauswertung . . . . .	49
5.5	Schmierbildkamera für den sichtbaren Wellenlängenbereich . . . . .	53
5.5.1	Aufbau und Ortseichung . . . . .	53
5.5.2	Zeiteichung . . . . .	54
5.6	Wollaston-Interferometer . . . . .	56
5.6.1	Aufbau . . . . .	56
5.6.2	Multi-Frame-Wollaston-Interferometer . . . . .	58

<b>6</b>	<b>Diskussion der experimentellen Ergebnisse</b>	<b>61</b>
6.1	Orts- und zeitaufgelöste Bestimmung der Elektronendichte . . . . .	61
6.2	Energieverlustmessung mit direkt geheizten Targets . . . . .	63
6.2.1	Transparenz von C-Folien für Laserlicht . . . . .	63
6.2.2	Bestimmen der Flächenbelegung von Targets mit $\alpha$ -Teilchen . . . . .	66
6.2.3	Energieverlustmessung mit dünnen Folien und Schaumtargets . . . . .	69
6.3	Experimente mit Hohlraumtargets . . . . .	73
6.3.1	Energieeinkopplung und rückreflektiertes Licht . . . . .	74
6.3.2	Temperatur der Hohlraumstrahlung . . . . .	79
6.3.3	Konversionseffizienz von Laserenergie in thermische Strahlung . . . . .	84
6.3.4	Zeitaufgelöste Bestimmung der Heiztemperatur . . . . .	85
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>89</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>93</b>
A.1	Röntgen-Filtertransmission . . . . .	93
A.2	Detektorempfindlichkeit . . . . .	94
<b>2</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>95</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Charakteristische Bereiche in einem lasererzeugten Plasma. . . . .	5
2.2	Geometrie zur Berechnung der Abelinversion. . . . .	9
2.3	Schematische Darstellung der Energieströme in der Hohlraumwand. . . . .	15
3.1	Zoom-Teleskop für die Lithographie und Target-Charakterisierung. . . . .	19
3.2	Verschiedene Hohlraumtargets. . . . .	19
4.1	Aufbau des <i>Nhelix</i> -Lasersystems. . . . .	21
5.1	Übersichtsdarstellung der GSI-Beschleunigeranlage mit <i>Phelix</i> -Laser. . . . .	26
5.2	Experimenteller Aufbau für die Energieverlustmessung. . . . .	27
5.3	Räumliche Verteilung der Energiedichte auf der Targetoberfläche, wenn der Laserstrahl ohne und mit Phasenplatte fokussiert wird. . . . .	28
5.4	Experimenteller Aufbau für die Hohlraumexperimente. . . . .	33
5.5	Anordnung der Justagekameras für die Positionierung der Hohlraumtargets. . . . .	34
5.6	Die Stabilität der Strahlage des <i>Nhelix</i> -Lasers. . . . .	36
5.7	Ansicht des UV-Diodenspektrometers. . . . .	38
5.8	Schematischer Aufbau für die Messung der Hohlraumtemperatur mit dem Diodenspektrometer. . . . .	42
5.9	Kalibration des Spektrometers mit einer Deuteriumlampe. . . . .	42
5.10	Spektrale Strahlstärke der Deuteriumlampe in absoluten Einheiten für den Wellenlängenbereich (116-410) nm. . . . .	43
5.11	Wellenlängenbereiche über die die Detektoren mitteln. . . . .	44
5.12	Experimenteller Aufbau mit dem Röntgenspiegel-Spektrometer. . . . .	48
5.13	Spektrale Empfindlichkeit der PIN-Diode in Kombination mit einem Cu-Filter . . . . .	50
5.14	Zusammenhang zwischen Diodenspannung und Strahlungstemperatur für das Röntgenspiegel-Spektrometer und das UV-Diodenspektrometer. . . . .	52
5.15	Ortseichnung der Schmierbildkamera. . . . .	53
5.16	Aufnahme des Plasmaleuchtens mit Zeitmarke und zeitlichem Verlauf des Heizpulses. . . . .	55
5.17	Aufbau eines Wollaston Interferometers . . . . .	57
5.18	Aufbau des optischen Rings für die <i>Multi-Frame</i> -Interferometrie. . . . .	58
5.19	Pulskette für die <i>Multi-Frame-Interferometrie</i> nach dem optischen Ring. . . . .	59
6.1	Bild der verschobenen Interferenzstreifen für ein lasererzeugtes Plasma. . . . .	62
6.2	Verlauf der Elektronendichte senkrecht zur Targetoberfläche zu verschiedenen Zeiten ( <i>Multi-Frame-Interferometer</i> ). . . . .	63
6.3	Zeitspanne nach der eine C-Folie für Laserlicht (1064 nm) transparent wird in Abhängigkeit von der Massenbelegung der Folie. . . . .	65

6.4	Massenbelegung und Streuverhalten von Targets aus Kohlenstoff und Cellulosetriacetat. Experimentell bestimmte Energiebreite und Vergleich mit einer Monte-Carlo-Simulation (TRIM). . . . .	67
6.5	Differentieller Energieverlust $dE/dx$ und Energieverbreiterung von $\alpha$ -Teilchen in Kohlenstoff und Cellulosetriacetat (Schaum). . . . .	69
6.6	Energieverlust pro $^{36}\text{Ar}$ -Ion in Kohlenstoffplasma als Funktion der Zeit. . . . .	71
6.7	Energieverlust pro $^{36}\text{Ar}$ -Ion in Cellulosetriacetat-Plasma (Schaumtarget) als Funktion der Zeit. . . . .	73
6.8	Versuchsaufbau zur Messung des vom Target durch stimulierte <i>Brillouin</i> -Streuung reflektierten Lichts. . . . .	74
6.9	Photodiodensignal des vom Target durch SBS in die Laserkette zurückreflektierten Lichts. . . . .	75
6.10	Intensitätsverteilung des Laserpulses nachdem dieser den Plasmashutter passiert hat. . . . .	76
6.11	Aufnahme des Plasmaleuchtens mit einer Schmierbildkamera. . . . .	79
6.12	Zeitlicher Verlauf von Heizlaser und Detektorströmen des Diodenspektrometers. . . . .	80
6.13	Aufnahme des Plasmaleuchtens eines Hohlraums mit der Schmierbildkamera. . . . .	81
6.14	Strahlungstemperatur eines lasergeheizten Gold-Hohlraums als Funktion der Zeit über die Dauer des Heizlasers. . . . .	83
6.15	Für unterschiedliche Wellenlängen bestimmte Strahlungstemperatur in einem Gold-Hohlraum. . . . .	83
6.16	Konversionseffizienz von Laserenergie in thermische Energie der Hohlraumstrahlung. . . . .	85
6.17	Aufnahme des Plasmaleuchtens mit einer Röntgen-Lochkamera. . . . .	86
6.18	Zeitlicher Temperaturverlauf des Primärplasmas auf der Innenseite der Hohlraumwand, gemessen mit dem Röntgenspiegel-Spektrometer . . . . .	88
7.1	Hohlraumgeometrie für die indirekte Heizung eines Plasmataargets mit thermischer Hohlraumstrahlung. . . . .	91
A.1	Röntgentransmission: Filter $2\mu\text{m}$ $\text{C}_3\text{H}_6$ & 400 nm Aluminium. . . . .	93
A.2	Spektrale Empfindlichkeit der Si-PIN-Diode. . . . .	94

# Tabellenverzeichnis

5.1	Charakteristische Größen für die Absolutkalibration des Spektrometers. . .	46
5.2	Charakteristische Daten der Röntgenspiegel, die in dem Spektrometer für den Energiebereich 80 eV bis 1,6 keV eingesetzt werden. . . . .	49
6.1	Charakteristische Werte der Messung zu Massenbelegung und Energiever- breiterung von $\alpha$ -Teilchen in C-Folien und in Cellulosetriacetat (TAC). . . .	69



# 1 Motivation und Einleitung

Die Arbeitsgruppe Plasmaphysik der Gesellschaft für Schwerionenforschung befasst sich mit der Wechselwirkung von schweren Ionen mit Materie. Ein Schwerpunkt der experimentellen Forschung liegt in der Untersuchung des Bremsvermögens von Ionen mit kinetischer Energie im Bereich von 5 MeV pro Nukleon in extern erzeugten Plasmen.

Erste Messungen an einem vollständig ionisierten Wasserstoffplasma, das aus einem Gas durch elektrische Entladung ("Z-pinch") erzeugt wurde, zeigten einen erhöhten Energieverlust im Plasma im Vergleich zu einem kalten Gas gleicher Liniendichte. Die theoretische Beschreibung der Wechselwirkung führt diese Zunahme, bei gleicher Anzahl von Stoßpartnern, auf eine veränderte Ladungsverteilung der Projektilionen und die Streuung an freien Elektronen zurück. Mit Gasentladungsplasmen waren die Experimente auf Dichten  $n_e < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen  $< 40 \text{ eV}/k_B$  beschränkt [1].

Deshalb wurde der Hochenergielaser *Nhelix* aufgebaut, mit dem sich ein Plasma aus einer dünnen ( $\approx 1 \mu\text{m}$ ) Folie erzeugen lässt. Hier liegt die Probe bei Festkörperdichte ( $10^{23} \text{ cm}^{-3}$  für Kohlenstoff) vor, bis sie durch die Laserenergie in ein Plasma überführt wird und expandiert. *Nhelix* ist ein Nd:YAG/Glas-Laser, der bei einer Wellenlänge von  $\lambda_L = 1064 \text{ nm}$  und einer Pulslänge von 10 ns eine Energie von 100 J bereitstellen kann. Strahlung dieser Wellenlänge zündet an der Oberfläche der Festkörperprobe ein Plasma, kann selbst aber nur bis zu einer Dichte der freien Elektronen von  $1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  in das abströmende Plasma eindringen. Diese kritische Elektronendichte steigt umgekehrt proportional zum Quadrat der Wellenlänge und überschreitet die Dichte freier Elektronen ( $6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ) in einem vollständig ionisierten Kohlenstoffplasma bei Festkörperdichte, erst für Wellenlängen kleiner 40 Nanometer. Der *Nhelix*-Laser kann den Plasmabereich bis zu einer Elektronendichte von  $1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  aufheizen und dort Temperaturen in der Größenordnung von  $200 \text{ eV}/k_B$  erzeugen [2]. Gegenüber den Gasentladungsplasmen konnte der experimentell zugängliche Dichtebereich mit lasergeheizten Festkörperproben um zwei Größenordnungen gesteigert werden [3, 4].

Die Kombination eines lasererzeugten Plasmas mit dem Ionenstrahl des Beschleunigers in diesem Experiment bietet ein vielfältiges und interessantes Forschungsfeld. Der komplexe Aufbau bedingt aber auch die Berücksichtigung einer Fülle von physikalischen Prozessen bei der Lichtabsorption, Plasmaheizung und der hydrodynamischen Plasmaexpansion einerseits, und der Wechselwirkung der Strahlionen mit den Plasmateilchen andererseits. Die Experimente stellen höchste Ansprüche an die Plasmadiagnostik, mit der die wesentlichen Parameter während der Wechselwirkung orts- und zeitaufgelöst gemessen werden müssen. Nur wenn die Plasmaparameter bekannt sind, kann aus dem gemessenen Energieverlust der Strahlionen auf die Art der Wechselwirkung geschlossen werden.

Deshalb besteht ein Schwerpunkt der experimentellen Arbeit in der Plasmaphysikgruppe in der Entwicklung neuer Diagnostik. So konnte die Plasmatemperatur zeitaufgelöst durch Röntgen-Spektroskopie [2] bestimmt werden und die räumliche Verteilung der Elek-

tronendichte wurde mit einem Interferometer (Kap. 6.1) bis zu einer maximalen Dichte von  $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  gemessen. Anhand dieser experimentell bestimmten Parameter können Simulationsrechnungen des expandierenden Plasmas überprüft und verbessert werden, welche letztlich die einzige Möglichkeit bieten, Informationen über Plasmaparameter zu erhalten, die experimentell nicht direkt zugänglich sind.

Diese Arbeit konzentrierte sich einerseits darauf, die Experimentbedingungen bei der direkten Heizung von Folientargets zu verbessern und neue Diagnostik zur Charakterisierung des Plasmataargets für den Ionenstrahl zu entwickeln. Ein zweiter Schwerpunkt bestand darin, die thermische Strahlung eines lasergeheizten Hohlraums zu untersuchen und eine Diagnostik zu entwickeln, mit der die Hohlraumtemperatur zeitaufgelöst gemessen werden kann. In weiterführenden Experimenten soll diese Hohlraumstrahlung dafür verwendet werden, das eigentliche Plasmataarget (z.B. eine C-Folie) für den Ionenstrahl zu heizen. Gegenüber der direkten Bestrahlung mit Laserlicht bietet die indirekte Heizung die Möglichkeit, ein räumlich weitgehend homogenes Plasma [5] mit noch höherer Dichte zu erzeugen.

Mit heutigen Hochenergielasern läßt sich in Hohlräumen mit einem Durchmesser von 1 mm eine Strahlungstemperatur im Bereich von  $100 \text{ eV}/k_B$  erzeugen [6]. Das Maximum der spektralen Strahlstärke liegt dann bei Wellenlängen von nur wenigen Nanometern. Als Wandmaterial wird ein Element mit hoher Kernladungszahl verwendet, das eine hohe Opazität für weiche Röntgenstrahlung aufweist und so in der Lage ist, die Strahlung im Hohlraum einzuschließen. Im Gegensatz zu Laserlicht kann diese weiche Röntgenstrahlung in eine Folie aus Kohlenstoff eindringen und diese effektiv über das ganze Volumen heizen. In einem (idealen) Hohlraum bildet sich ausserdem ein isotropes Strahlungsfeld aus. Eine anfänglich vorhandene ungleichmäßige Intensitätsverteilung der Primärstrahlung wird durch die vielfache Reflexion, Absorption und Reemission der Strahlung im Hohlraum ausgeglichen [7]. Ein Target, das sich im Inneren der Kavität befindet, wird deshalb gleichmäßig von allen Seiten geheizt.

Experimente haben gezeigt, dass sich mit einem Hohlraumkonverter eine Konversionseffizienz von Laserenergie in Röntgenstrahlung von bis zu 90% erreichen lässt [8]. Wieviel dieser Strahlung tatsächlich dafür genutzt werden kann, das eigentliche Target für den Ionenstrahl zu heizen, hängt von der konkreten Hohlraumgeometrie ab und wird aktuell diskutiert.

Das folgende Kapitel stellt einige Grundlagen bezüglich der Plasmaerzeugung, der Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung und der Hohlraumphysik zusammen. Voraussetzung für die Hohlraumexperimente war die Möglichkeit, Hohlräume selbst herstellen zu können. In Kapitel 3 werden das Verfahren und die experimentellen Möglichkeiten des Targetlabors erläutert. Anschließend folgt eine kurze Beschreibung des *Nhelix*, mit dem alle Experimente dieser Arbeit durchgeführt wurden. Der experimentelle Aufbau wird in Kapitel 5 vorgestellt und die einzelnen Diagnostiken werden hinsichtlich ihrer Bedeutung für die Messung und der Datenauswertung erläutert. Kapitel 6 fasst die experimentellen Ergebnisse der Energieverlustmessung von Ionen in direkt geheizten Targets und die Ergebnisse zu lasergeheizten Hohlraumtargets zusammen. Den Abschluss dieser Arbeit bildet ein Ausblick auf weiterführende Experimente in denen beide Aspekte dieser Arbeit verbunden werden sollen: Mit dem *Phelix*-Laser, der sich gegenwärtig an der GSI im Aufbau befindet, wird es möglich sein, die Wechselwirkung von schweren Ionen in indirekt geheizten Plasmen zu untersuchen.



## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden physikalische Grundlagen erläutert, die für ein Verständnis der betrachteten Experimente relevant sind. Alle Experimente wurden an einem Plasma durchgeführt, das mit einem intensiven Laserpuls aus einer Festkörperprobe<sup>1</sup> erzeugt wurde. Daher wird im ersten Abschnitt auf die Wechselwirkung des Laserlichtes mit einem Festkörper und dem abströmenden Plasma eingegangen. Verschiedene Mechanismen der Energieeinkopplung werden kurz beschrieben, sofern sie für die gegebenen Laser- und Plasmaparameter relevant sind.

Ein lasererzeugtes Plasma wird je nach Targetart entweder direkt für die Untersuchung der Ionen-Plasma-Wechselwirkung verwendet (Folien-, Schaumtarget), oder es dient als thermische Strahlungsquelle (Hohlraumtarget), mit der dann das Wechselwirkungstarget für den Ionenstrahl erzeugt werden soll. In Abschnitt 2.2 wird auf die Wechselwirkung von schweren Ionen mit einem Plasma eingegangen und eine einfache Beschreibung des daraus folgenden Energieverlustes gegeben. Der letzte Teil dieses Kapitels (2.3) befasst sich mit dem Hohlraum als Konverter für Laserlicht in thermische Röntgenstrahlung.

### 2.1 Licht - Materie-Wechselwirkung

Bei den Experimenten wurde gepulste Laserstrahlung eingesetzt, um ein Plasma zu erzeugen, aber auch um Plasmaparameter wie etwa die freie Elektronendichte zu bestimmen. Die Art der Wechselwirkung zwischen Plasmateilchen und dem Laserlicht hängt vor allem von den Plasmaparametern Temperatur und Dichte sowie von der Laserintensität ab.

Mit dem in dieser Arbeit verwendeten *Nhelix*-Lasersystem kann eine Intensität von maximal  $10^{13} \text{ W/cm}^2$  erreicht werden. Für typische Plasmaparameter findet der Energietransfer aus der Lichtwelle in das Plasma bei dieser Laserintensität primär über Stoßabsorption (inverse Bremsstrahlung) und ggf. über Resonanzabsorption statt. Erst wenn die Energie, die ein freies Elektron während einer halben Schwingungsperiode des Lasers gewinnt ( $E_{kin} [\text{eV}] \simeq 8,5 \times 10^{-13} \times I [\text{W/cm}^2]$ ), in der gleichen Größenordnung liegt wie die thermische Energie ( $\simeq k_B T$ ), beginnen auch nichtlineare Effekte (z.B. parametrische Instabilitäten) eine Rolle für die Wechselwirkung zu spielen. In der Literatur [9] findet sich häufig als Schwellenwert für die Intensität  $\approx 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , wobei implizit angenommen wird, dass es sich um ein Laserplasma mit  $1 \text{ keV}/k_B$  Temperatur handelt. Für die in dieser Arbeit untersuchten Plasmen wurden Temperaturen im Bereich von  $\approx 20$  bis  $200 \text{ eV}/k_B$  bestimmt. Es ist daher zu erwarten, dass auch Wechselwirkungsmechanismen, die auf einer nichtlinearen Kopplung der Lichtwelle an das Plasma beruhen, eine Rolle spielen.

Relativistische Effekte sind für die hier vorgestellten Experimente vernachlässigbar. Erst ab einer Laserintensität von etwa  $\approx 10^{18} \text{ W/cm}^2$  macht sich die Massenänderung der Elektronen bemerkbar, wenn sich deren Geschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit annähert.

---

<sup>1</sup>Die Festkörperprobe, die der Laser heizt und die so in den Plasmazustand übergeht, wird nachfolgend auch mit dem ursprünglich englischen Begriff *Target* bezeichnet. In Bezug auf die Ionen des Beschleunigers und ihre Wechselwirkung mit den Plasmateilchen ist das Plasma selbst das Target.

### 2.1.1 Laserplasmen

Licht kann an einer Festkörperoberfläche ein Plasma erzeugen, wenn eine kritische Leistungsdichte ( $\approx 10^9 \text{ W/cm}^2$ ) überschritten wird, die von der Laserwellenlänge und den Materialeigenschaften der Probe abhängt [10]. Dabei koppelt die elektromagnetische Welle primär an bereits vorhandene freie Elektronen, die im Feld der Welle oszillieren und durch inelastische Stöße weitere Atome ionisieren. Die Zahl der freien Elektronen steigt so lawinenartig an.

Für moderate Laserintensitäten und im Fall eines dielektrischen Targets kann nicht eindeutig bestimmt werden, welcher Prozess die ersten freien Elektronen erzeugt. Bei einer Wellenlänge von 1064 nm des Heizlasers hat ein Photon mit 1 eV nur eine geringe Energie, im Vergleich zu typischen Bindungsenergien im Festkörper (11,26 eV für C-Atom [11]). Feldionisation spielt erst ab Leistungsdichten von etwa  $10^{16} \text{ W/cm}^2$  eine Rolle [12]. In den Experimenten dieser Arbeit betrug die maximale Leistungsdichte  $\approx 10^{13} \text{ W/cm}^2$ , was einer elektrischen Feldstärke von  $\approx 1 \text{ V/\AA}$  entspricht. Ein gebundenes Elektron kann deshalb über atomare Distanzen nur eine Energie von  $\approx 1 \text{ eV}$  aufnehmen. Die ersten freien Elektronen können durch statistische Prozesse oder durch Höhenstrahlung erzeugt werden, es kommen aber ebenso schwach gebundene Elektronen aus Materialverunreinigungen an der Targetoberfläche in Frage, an die das Laserfeld ankoppeln kann.

An der Oberfläche des Festkörpers erzeugt die Laserstrahlung eine dünne Plasmaschicht, die mit der Schallgeschwindigkeit  $c_s$  in den freien Raum expandiert (Ablation). Hier bezeichnet  $c_s = \sqrt{Z_i k_B T_e / M_i}$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer ionenakustischen Welle im Plasma, mit dem Ionisierungsgrad  $Z_i$ , der Elektronenplasmatemperatur  $T_e$  [eV/ $k_B$ ] und der Ionenmasse  $M_i$ . Unter der Annahme einer isothermen Expansion bildet sich ein exponentiell abfallendes Dichteprofil aus [13], dessen (zeitabhängige) Skalenlänge ( $L_s = t \times c_s$ ) proportional der Ionenschallgeschwindigkeit ist.

In einem Plasma können sich Dichteschwankungen der Elektronen in Form einer longitudinalen Welle (*Langmuir*-Welle) ausbreiten, deren Phasen-  $v_{ph}$  bzw. Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  sich aus der Dispersionsrelation [13]

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 \bar{v}_e^2 \quad \text{mit} \quad v_{ph} = \omega/k \quad \text{bzw.} \quad v_g = \partial\omega/\partial k \quad (2.1)$$

berechnen lässt<sup>2</sup>. Hier bezeichnet  $\bar{v}_e$  die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Der Parameter  $\omega_p$  fasst die in Bezug auf die elektrische Rückstellkraft charakteristischen Eigenschaften des schwingungsfähigen Systems zusammen: Im Plasma führt eine Verschiebung der Elektronen gegen die Ionen zu einem Raumladungsfeld, welches auf die Elektronen eine Rückstellkraft ausübt. Die Ionen werden dabei wegen des großen Massenunterschieds zwischen den Elektronen und Ionen ( $M_i/m_e \approx A \times 2000$ ) als ruhend angenommen. Diese kollektive Schwingung der Elektronen wird durch die Plasmafrequenz beschrieben, die für nichtrelativistische Plasmen nur eine Funktion der Elektronendichte  $n_e$  ist:

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (2.2)$$

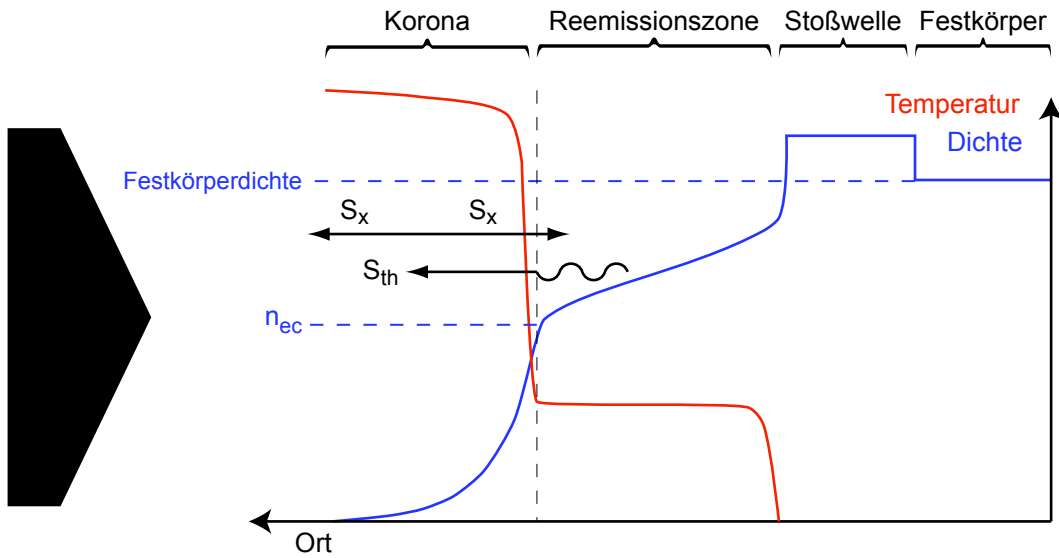
---

<sup>2</sup>Unter der Annahme eines nicht magnetisierten, homogenen und isotropen Plasmas [14]. Weiterhin wurde die adiabatische Zustandsgleichung angenommen, um eine Beziehung zwischen dem Druck und der Teilchendichte zu erhalten. Diese Dispersionsrelation wurde erstmals 1949 von D. Bohm und E.P. Gross hergeleitet [15].

Für eine elektromagnetische Welle der Frequenz  $\omega_L$  (Laserlicht), die sich in einem Plasma ausbreitet, lässt sich die Dispersionsrelation im einfachsten Fall schreiben als [13]:

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + k_L^2 c^2 \quad (2.3)$$

Für gegebene Laserfrequenz  $\omega_L = 2\pi/\lambda_0$  und einen (z.B. exponentiellen) Verlauf der Elektronendichte vor der Targetoberfläche zeigt diese Gleichung, dass  $k \rightarrow 0$  gilt, wenn sich die Plasmafrequenz  $\omega_p \propto \sqrt{n_e}$  mit zunehmender Elektronendichte der Laserfrequenz annähert. Licht kann nur bis zur Fläche der kritischen Elektronendichte  $n_{e,c} \propto \omega_L^2$  in das Plasma eindringen<sup>3</sup> (vgl. Abschnitt 2.1.2) und wird an dieser reflektiert.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der charakteristischen Bereiche in einem lasererzeugten Plasma: Der Laser kann das Plasma in der Korona bis zur Fläche der kritischen Elektronendichte  $n_{ec}$  heizen. Die Temperatur sinkt beim Übergang in die Reemissionszone und die Dichte steigt in der Reemissionszone bis auf Festkörperrückseite an. In diesem Bereich hoher Opazität kann (weiche) Röntgenstrahlung aus der Korona ( $S_x$ ) thermalisieren und wird zum Teil entgegen der Lasereinfallsrichtung reemittiert ( $S_{th}$ ) (vgl. Kap. 2.3).

Diese für ein lasererzeugtes Plasma charakteristische Fläche trennt den Plasmabereich, der für die Laserstrahlung direkt zugänglich ist (Korona), von der sogenannten Reemissionszone mit hoher Dichte und niedriger Plasmatemperatur. Abbildung 2.1 zeigt schematisch verschiedene Bereiche des Plasmas, dem der Laser von der linken Seite Energie zuführt und das auf der anderen Seite durch die noch kalte Festkörperrückseite begrenzt wird. In der Korona ist der exponentielle Anstieg der Elektronen- und Ionendichte bis hin zur kritischen Dichte zu sehen.

Als Reaktion auf den starken Temperaturgradienten an der Festkörperoberfläche und die Materieablation läuft eine Wärmewelle und eine Stoßwelle in den Festkörper. Der Koronabereich des Plasmas ist durch eine hohe Teilchentemperatur und niedrige Dichte und damit auch geringer Stoßrate zwischen den Teilchen charakterisiert.

<sup>3</sup>Dort entspricht die charakteristische Reaktionszeit ( $1/\omega_p$ ) der Elektronen einer Schwingungsdauer der Lichtwelle  $T = 2\pi/\omega_L$ .

Für die Laser- und Targetparameter bei den Energieverlust- und Hohlraumexperimenten, die im Rahmen dieser Arbeit am *Nhelix*-Lasersystem durchgeführt wurden, ist der primäre Absorptionsmechanismus der Laserenergie im Plasma die Stoßabsorption (inverse Bremsstrahlung). Bei diesem Prozess nimmt ein Elektron während eines Stoßes mit einem Ion Energie aus der Lichtwelle auf. Die Bewegungsenergie des Elektrons bei seiner Schwingung im elektrischen Feld der Lichtwelle wird durch Stöße in ungerichtete thermische Energie überführt.

Die Effizienz von inverser Bremsstrahlung steigt mit der Teilchenstoßrate und mit abnehmender Wellenlänge und sinkt mit zunehmender Laserintensität [16]. Nach [17] ist Stoßabsorption der dominante Effekt, solange  $I_{14} \lambda^2 \leq 1 \text{ W}\mu\text{m}/\text{cm}^2$  gilt. In dieser Beziehung ist die Intensität in Einheiten von  $10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$  und die Wellenlänge in Mikrometern einzusetzen. Bei einer maximalen Leistungsdichte von  $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$  und  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  (bzw.  $0,5 \mu\text{m}$  bei den Hohlraumexperimenten) ist  $I_{14} \lambda^2 = 0,1 \text{ W}\mu\text{m}/\text{cm}^2$  bzw.  $0,25 \text{ W}\mu\text{m}/\text{cm}^2$ . Innerhalb eines von der Targetoberfläche abströmenden Plasmas steigt der Absorptionskoeffizient mit der Stoßrate zwischen Elektronen und Ionen und wird deshalb am Umkehrpunkt der Lichtwelle maximal. Wieviel der Laserenergie auf dem Hin- und Rückweg im Plasma bis zur Fläche der kritischen Dichte absorbiert wird, hängt außerdem von der Skalenlänge  $L_s$  ab und lässt sich für eine exponentielle Dichteverteilung explizit berechnen [9].

Inverse Bremsstrahlung ist ein Absorptionsprozess, bei dem die Laserenergie entlang des ganzen Lichtweges im Plasma absorbiert wird und lokal durch Teilchenstöße thermalisiert. Die so deponierte Energie wird dann durch Strahlungsdiffusion und Elektronenwärmeleitung in den kälteren, überkritischen Plasmabereich bzw. den Festkörper geleitet.

Wenn das Plasma einen Dichtegradienten hat kann die Laserwelle eine longitudinale Plasmawelle (*Langmuir*-Welle) anregen, sofern das elektrische Feld des Laserlichtes eine Komponente in Richtung des Dichtegradienten besitzt<sup>4</sup>. An der Fläche der kritischen Elektronendichte ist die Resonanzbedingung für diese Art der Energieeinkopplung erfüllt und die Absorption wird maximal. Im Gegensatz zur inversen Bremsstrahlung wird die Laserenergie bei diesem Prozess lokal an der Fläche der kritischen Dichte in Schwingungsenergie einer Elektronenwelle überführt. Erst durch Dämpfung dieser Welle und Stöße geht die Energie in thermische Bewegungsenergie, d.h. in eine ungerichtete Bewegung der Plasmateilchen über. Die resonant angeregte Plasmawelle (große Amplitude) erzeugt energiereiche Elektronen, deren Geschwindigkeitsverteilung einer Temperatur entspricht, die wesentlich höher ist als die Plasmatemperatur. Aber die Resonanzabsorption gewinnt gegenüber inverser Bremsstrahlung erst mit steigender Intensität an Bedeutung [18]. Dann müssen auch nichtlineare Effekte wie der Zwei-Plasmonen-Zerfall oder *Brillouin*-Streuung berücksichtigt werden. So kann etwa stimulierte *Brillouin*-Streuung (SBS) dazu führen, dass ein signifikanter Anteil der Laserenergie nicht absorbiert, sondern entgegen der Einfallrichtung reflektiert wird.

Für die Hohlraumexperimente ist es deshalb nicht erstrebenswert, mit sehr hohen Laserintensitäten zu arbeiten. Die Konversionseffizienz von kohärenter Laserstrahlung in thermi-

---

<sup>4</sup>Für ein ebenes Target und eine eindimensionale Dichteverteilung setzt dies einen Winkel der Lasereinfallsrichtung zur Targetnormalen und p-polarisiertes Licht voraus. Die Rate, mit der Energie über diesen Prozess an das Plasma übertragen wird, hängt dann nur von der Skalenlänge und dem Einfallswinkel ab.

sche Hohlraumstrahlung sinkt mit zunehmender Laserintensität. Dennoch muss mit Pulsdauern von wenigen Nanosekunden gearbeitet werden, damit sich der Hohlraum während der Heizphase nicht mit Plasma füllt, bzw. das Lasereintrittsloch durch abströmendes Plasma für die langwellige Laserstrahlung verschlossen wird. Um die Intensität auf der Targetoberfläche bei hoher Pulsenergie dennoch gering zu halten, ist ein Hohlraumdesign, bei dem die Eintrittsöffnung zwar klein sein muss, die Wechselwirkungsfläche aber dennoch groß sein kann, wünschenswert. Dieses Konzept verfolgt auch der (rotationssymmetrische) Entwurf eines sphärischen Hohlraums in dessen Zentrum sich ein Kegel befindet, wobei der Laserfokus in der Eintrittsöffnung und somit vor der Kegelspitze liegt. Das Primärplasma wird auf der großen Mantelfläche des Kegels gezündet (vgl. Abb. 7.1, S. 91).

### 2.1.2 Interferometrie

In dieser Arbeit wird ein Interferometer eingesetzt, um die Elektronendichte in einem Plasma orts aufgelöst und zu verschiedenen Zeitpunkten während der Plasmaexpansion zu bestimmen. Im Allgemeinen erlaubt es ein Interferometer, die Änderung des Brechungsindex von transparenten Objekten zu bestimmen. Wenn ein Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgespalten wird, kann der Teststrahl das Objekt durchdringen und dann mit dem Referenzstrahl überlagert werden. Ist die geometrische Weglänge beider Strahlengänge gleich, interferieren die Wellen miteinander, sofern die integrale Phasenverschiebung entlang der Probenausdehnung die zeitliche Kohärenzlänge des Laserpulses nicht übersteigt. Aus dem so entstandenen Interferenzmuster kann der Brechungsindex bestimmt, und über den Zusammenhang zwischen der Dichte freier Elektronen in einem Plasma  $n_e$  und dem Brechungsindex  $N$ , auch die räumliche Verteilung der Elektronen berechnet werden. Dieser Schritt bedingt einige Annahmen, auf die im Folgenden eingegangen wird.

Die Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung des Teststrahls mit dem Plasma ist hauptsächlich durch die freien Elektronen bestimmt. Diese führen im elektrischen Feld erzwungene Schwingungen aus, d.h. sie emittieren selbst wieder Strahlung, die sich der ursprünglichen überlagert. Die resultierende Welle breitet sich mit veränderter Phasengeschwindigkeit  $v_{ph} = c_0 / N$  im Plasma aus. Mit der Dispersionsrelation (Glg. 2.3) folgt für den Brechungsindex  $N$  in einem Plasma [19]:

$$N = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} \quad (2.4)$$

Hier ist  $\omega_L = 2\pi c_0 / \lambda_L$  die Licht- bzw. Laserfrequenz und  $\omega_p \propto \sqrt{n_e}$  die Plasmafrequenz der Elektronen. Bei den im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wird das Plasma erzeugt, indem ein Laserstrahl auf einen Festkörper (z.B. Goldhohlraum oder Kohlenstoffolie) fokussiert wird. Entlang der Propagationsrichtung des Laserlichtes nimmt die Plasmadichte deshalb bis hin zur Targetoberfläche auf Festkörperdichte zu. Wenn das Plasma bei Festkörperdichte aus nur einfach ionisierten Ionen besteht, liegt die Dichte freier Elektronen im Bereich von  $10^{23}$  Elektronen pro Kubikzentimeter. Der Brechungsindex für Licht der Kreisfrequenz  $\omega_L$  wird aber imaginär, wenn die Plasmafrequenz  $\omega_p \propto \sqrt{n_e}$  die Laserfrequenz übersteigt. Aus der Bedingung  $\omega_p = \omega_L$  folgt die kritische Elektronendichte  $n_{e,c}$ , bei der Licht das Plasma nicht mehr durchdringen kann

$$n_{e,c} = \frac{\omega_L^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} = \frac{1,1 \times 10^{27}}{\lambda_L^2} [\text{cm}^{-3}], \quad (2.5)$$

wobei die Wellenlänge  $\lambda_L$  hier in der Einheit [nm] einzusetzen ist. Damit liegt die kritische Elektronendichte für die verwendete Wellenlänge des Diagnostiklasers von 355 nm bei  $n_{e,c} = 8,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Mit dieser Größe lässt sich der Brechungsindex im Plasma in Abhängigkeit von der Elektronendichte schreiben als:

$$N = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{e,c}}} \quad (2.6)$$

Wenn mit einem Interferometer die Elektronendichte in einem Plasma gemessen werden soll, muss es für das Licht transparent sein. Die kritische Elektronendichte stellt deshalb bei gegebener Wellenlänge eine theoretische obere Grenze für die maximal messbare Dichte dar. Wegen  $n_{e,c} \sim 1/\lambda^2$  ist es zweckmäßig, die Wellenlänge des Teststrahls so klein wie möglich zu wählen. Deshalb wurde bereits ein Interferometer mit einem Röntgenlaser realisiert [20, 21], das bei einer Wellenlänge von  $\lambda_L = 15,5 \text{ nm}$  Elektronendichten bis  $\approx 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  auflösen konnte.

In der Praxis ist die erreichbare maximale Dichte nicht allein durch die kritische Elektronendichte beschränkt, sondern hängt auch von der Plasmaausdehnung, der Lichtabsorption und der Lichtbrechung ab. Die Ortsauflösung spielt ebenso eine Rolle wie die Zeit, in der sich bei festem Abstand zur Targetoberfläche die Elektronendichte während der Pulsdauer des Diagnostikstrahls verändert.

### Abelinversion

Im Plasma ist die Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  abhängig von der Elektronendichte und unterhalb der kritischen Dichte größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_o$ :

$$v_{ph}(n_e) = \frac{c_o}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{e,c}}}} > c_o \quad (2.7)$$

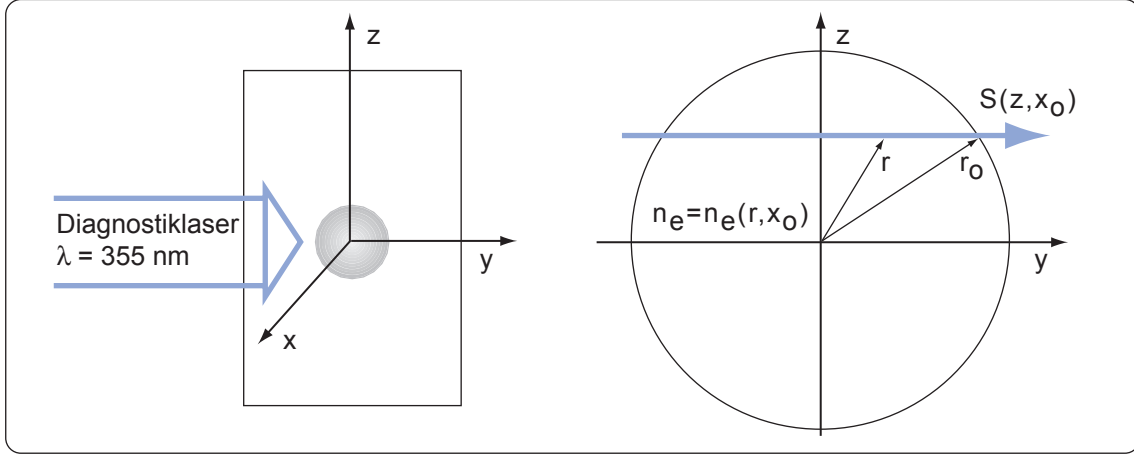
Propagiert eine Lichtwelle durch das Plasma, ändert sich daher ihre Phasenfront als Funktion der Elektronendichte, die in lasererzeugten Plasmen eine Funktion der Ortskoordinaten und der Zeit ist:  $n_e = n_e(x, y, z, t)$ . Das Interferenzmuster wird mit einer herkömmlichen Flächenkamera aufgenommen, so dass die Belichtungszeit wesentlich größer ist als die Zeitkonstanten, mit denen sich die Plasmamparameter ändern. Deshalb ist die Zeitauflösung immer durch die Pulslänge des Diagnostiklasers (0,5 ns FWHM<sup>5</sup>) gegeben, weil das Interferenzmuster die über diese Zeit gemittelte Phasenverschiebung an einem Ort zeigt.

Abbildung 2.2 verdeutlicht die Geometrie: Das Plasma wird in der  $(y, z)$ -Ebene an der Targetoberfläche erzeugt und expandiert in  $\vec{e}_x$ -Richtung. Das Licht des Diagnostiklasers propagiert in  $\vec{e}_y$ -Richtung, so dass die Ebene konstanter Phase vor der Wechselwirkung parallel zur  $(x, z)$ -Ebene liegt. Im Plasma führt die vergrößerte Phasengeschwindigkeit zu einem verminderten optischen Weg. Nachdem das Laserlicht das Plasma passiert hat, beträgt die Phasenverschiebung  $\Delta\phi(x_i, z_j)$  der Welle am Ort  $(x_i, z_j, y_o)$ :

$$\Delta\phi(x_i, z_j) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \int_{-y_o}^{+y_o} (N(x_i, z_j, y) - N_o) dy \quad (2.8)$$

---

<sup>5</sup>FWHM: " **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum"



**Abbildung 2.2:** Geometrie zur Berechnung der Abel-Inversion. Die Koordinatenrichtungen stimmen mit denen in der Abbildung 5.4 (S.33) überein. Der Einfachheit halber wird hier angenommen, dass der Interferometriestrahle entlang der  $\vec{e}_y$ -Richtung propagiert.

Bei der Integration über  $y$  wird angenommen, dass der Lichtweg im Plasma gerade ist, eine Ablenkung des Strahls senkrecht zum Dichtegradienten also vernachlässigt werden kann. Die Integrationsgrenzen  $\pm y_o$  sind groß gegenüber der Ausdehnung des Plasmas in radialer Richtung zu wählen. Dieses Integral lässt sich invertieren, wenn die Elektronendichte um die x-Achse rotationssymmetrisch ist, was dann für alle praktischen Fälle gut erfüllt ist, wenn der Laserfokus rotationssymmetrisch ist. Die Elektronendichte  $n_e$  und damit der Brechungsindex  $N$  sind dann nur eine Funktion des Radius  $r$  und des Abstands  $x$  von der Targetoberfläche:  $\Delta N = N - N_o = \Delta N(r, x)$ . Dann gilt mit  $dy = (r^2 - z^2)^{-1/2} r dr$  die Beziehung:

$$\Delta S(x_i, z_j) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \int_{z_j}^{\sqrt{z_j^2 + y_o^2}} \frac{\Delta N(r, x_i) r}{\sqrt{r^2 - z_j^2}} dr \quad (2.9)$$

Hierbei gibt  $\Delta S = \Delta\phi/2\pi$  den optischen Weglängenunterschied in Einheiten der Laserwellenlänge  $\lambda_L$  für verschiedene Punkte  $(x_i, z_j)$  an. Diese Gleichung beschreibt die Abel-transformierte der Funktion  $\Delta N(r, x)$ . Ihre Inverse ist nach [22, 23]:

$$\Delta N(r, x) = -\frac{\lambda}{\pi} \int_r^{r_o} \frac{\partial \Delta S(x, z)}{\partial z} \frac{dz}{\sqrt{r^2 - z^2}} \quad (2.10)$$

Diese Gleichung zeigt, dass im Experiment die Phasenverschiebung  $S(x, z)$  bestimmt werden muss. Aus der Änderung der Phasenverschiebung kann dann die radiale Verteilung der Elektronendichte für verschiedene Abstände  $x$  von der Targetoberfläche berechnet werden.

## 2.2 Ionenstrahl - Plasma-Wechselwirkung

Ein Arbeitsschwerpunkt der Gruppe Plasmaphysik an der GSI besteht in der Messung des Bremsvermögens von Schwerionenstrahlen für heiße und dichte Plasmen. Die grundlegende Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse schneller Ionen mit kondensierter Materie ist mittlerweile gut verstanden und Gegenstand praktischer Anwendung, wie etwa bei der Tumorthherapie mit Kohlenstoffionen. Dagegen fehlt weiterhin eine geschlossene Theorie für den Fall, dass Energie der Strahlionen in teilionisierter Materie nicht nur in Kernstößen und bei inelastischen Stößen mit quasifreien<sup>6</sup> Elektronen abgegeben werden kann, sondern auch bei Stößen mit den freien Elektronen des Plasmas. Messungen an vollionisierten Wasserstoffplasmen zeigten einen erhöhten Energieverlust im Vergleich zu dem erwarteten Wert bei der Wechselwirkung mit kalter Materie gleicher Liniendichte [24, 25]. In ersten Experimenten mit lasererzeugten Plasmen [3] konnte dieser Effekt bei höherer Plasmadichte und Temperatur bestätigt werden.

### 2.2.1 Ladungsverteilung der Projektile

Die Strahlionen übertragen auf die Teilchen der Probe Impuls und Energie über Coulomb-Stöße. Für den Fall, dass die Projektilgeschwindigkeit  $v_p$  sehr viel größer ist als die Geschwindigkeit eines gestoßenen Elektrons, kann der Impuls- und Energieübertrag in einem einfachen Zwei-Teilchen-Bild (*Binäres Modell*) berechnet werden:

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) dt \propto \frac{Z_{eff} e^2}{b v_p} \quad \Rightarrow \quad \Delta E(b) \propto \frac{e^4 Z_{eff}^2}{m v_p^2} \frac{1}{b^2} \quad (2.11)$$

Mit  $e Z_{eff}$  ist hier die effektive Ionenladung<sup>7</sup> angegeben und  $b$  bezeichnet den Stoßparameter. Diese einfache Gleichung zeigt, dass der Energieübertrag bei einem Stoß mit einem leichten Teilchen (Elektron) effektiver ist als bei einem Stoß mit dem Atomkern und dass der Energieverlust eines Projektilions quadratisch von dem Verhältnis aus Projektilladung und Projektilgeschwindigkeit abhängt.

Für die in Kapitel 5.1 und 6.2 vorgestellten Experimente ist die Schichtdicke der Probe klein ( $< 1 \mu\text{m}$ ), so dass die relative Änderung der Projektilgeschwindigkeit bei einer kinetischen Energie von 5 AMeV<sup>8</sup> im Festkörper und im Plasma kleiner 1% ist. Dagegen unterscheidet sich der mittlere Ladungszustand in einem Plasma mitunter erheblich von dem in einem kalten Gas gleicher Dichte. Im Experiment befinden sich alle Ionen im gleichen Ladungszustand, bevor sie in das Plasma eindringen. Nach einer ausreichend großen Anzahl von Stößen stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht<sup>9</sup> zwischen Ionisation und Elektroneneinfang ein. Insbesondere in einem vollständig ionisierten Plasma liegt

---

<sup>6</sup>Die Bindungsenergie der Elektronen (einige 10 eV) ist klein gegenüber des Energieübertrags bei einem typischen Stoß.

<sup>7</sup>Die sog. *effektive Ladung*  $Z_{eff}$  berücksichtigt die Abschirmung des Kernpotentials durch gebundene Elektronen für zunehmenden Stoßparameter.

<sup>8</sup>Die Abkürzung AMeV bzw. AkeV steht für Energie pro Nukleon.

<sup>9</sup>Der Einfluss einer Nichtgleichgewichts-Ladungsverteilung auf den totalen Energieverlust kann vernachlässigt werden, wenn die durchdrungene Schichtdicke groß ist im Verhältnis zu der Flugstrecke auf der sich das dynamische Gleichgewicht einstellt. Diese Bedingung ist etwa bei einer ERDA-Messung (*elastic recoil detection measurement*) nicht immer erfüllt [26].



der mittlere Ladungszustand der Gleichgewichtsverteilung höher [1], weil dann nur freie Elektronen für die Rekombination zur Verfügung stehen. Der Wirkungsquerschnitt für dielektronische Rekombination steigt mit der Teilchendichte, ist aber sehr viel kleiner als der Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines gebundenen Elektrons, weil dann das Atom als dritter Partner die Impulsdifferenz aufnehmen kann [27]. Zusätzlich wird das dynamische Gleichgewicht hin zu höheren Ladungszuständen in einem Plasma verschoben, weil die Ionisierungsrate der Projektionen durch die Wechselwirkung mit dem Coulombpotential der Plasmaionen steigt.

Die Ladungsverteilung von Ionen wurde an der GSI vermessen [28], nachdem die Teilchen das Plasma durchdrungen hatten. Diese Verteilung spiegelt das Gleichgewicht zwischen Ionisation und Rekombination wieder, das sich entsprechend der Plasmaparameter in der letzten durchflogenen Probenschicht einstellt.

### 2.2.2 Das Bremsvermögen von Plasma

Wenn ein Ion in Materie eindringt, verliert es Energie durch Stöße mit den Targetteilchen. Das differentielle Bremsvermögen  $dE/dx$  (*stopping power*) einer Probe für das Projektil hängt neben dem Ionisierungsgrad vor allem von der Teilchengeschwindigkeit ab. Hier werden zwei Bereiche unterschieden: Für Projektilenergien bis einige 100 AkeV müssen Kernstöße (*nuklearer Energieverlust*) berücksichtigt werden. Bei Projektilenergien ab  $\approx 1$  AMeV dominiert dagegen der *elektronische Energieverlust*, bei dem Energie durch inelastische Stöße mit quasifreien Elektronen bzw. mit freien Elektronen in einem Plasma übertragen wird. In [29] S.17 findet sich eine Gegenüberstellung des nuklearen und elektronischen Energieverlustes in einer Kohlenstoffprobe in Abhängigkeit von der Projektilenergie für verschiedene Ionensorten, mit denen Experimente an der GSI durchgeführt wurden.

Wenn die Glg. 2.11 über alle Stoßparameter  $b$  integriert wird ( $dE = -\Delta E n_0 2\pi b db dx$ ) ergibt sich mit der Teilchendichte  $n_0$  der differentielle Energieverlust:

$$\frac{dE}{dx} \propto - \left( \frac{n_0 e^4 Z_{eff}^2}{m_e v_p^2} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{db}{b} \quad \Rightarrow \quad \frac{dE}{dx} \propto - \left( \frac{n_0 e^4 Z_{eff}^2}{m_e v_p^2} \right) \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (2.12)$$

Das Integral divergiert für sehr kleine und sehr große Stoßparameter, weshalb sinnvolle Grenzen  $b_{min}$  und  $b_{max}$  für die jeweils betrachtete Situation gewählt werden müssen. So ergibt sich bei klassischer Betrachtungsweise aus der Forderung, dass höchstens die Energie eines zentralen Stoßes übertragen werden kann, der Stoßparameter  $b_{min}^{klas.} = Z_{eff} e^2 / (m v_p^2)$ . Wenn der klassisch berechnete Stoßparameter für große Projektilgeschwindigkeiten kleiner als die quantenmechanische Ortsunschärfe des leichteren Teilchens wird, ist dagegen letztere als untere Grenze einzusetzen:  $b_{min}^{qm} \approx \hbar / (2m v_p)$ .

Entsprechend wird keine Energie übertragen, wenn die Wechselwirkungszeit  $\tau \approx b/v_p$  größer ist als die mittlere Schwingungsdauer  $1/\langle\omega\rangle$  der gebundenen Elektronen. Daraus folgt die obere Grenze  $b_{max} = v_p / \langle\omega\rangle$ , und für den Coulomb-Logarithmus in Glg. 2.12 ergibt sich  $\ln(2m_e v_p^2 / \bar{I})$ , mit dem mittleren Ionisierungspotential  $\bar{I} = \hbar \langle\omega\rangle$ . Für den Fall der Wechselwirkung mit freien Elektronen in einem Plasma geht  $\langle\omega\rangle$  in die Plasmafrequenz  $\omega_p$  über.

Für ein teilionisiertes Plasma kann der differentielle Energieverlust nach der Theorie von Bethe durch die Gleichung

$$\frac{dE}{dx} \propto - \frac{Z_{eff}^2}{m_e v_p^2} \left[ \sum_{Z=0}^{Z_K} (Z_k - Z) n_Z \ln \left( \frac{2m_e v_p^2}{\bar{I}_Z} \right) + n_e \ln \left( \frac{2m_e v_p^2}{\hbar \omega_p} \right) \right] \quad (2.13)$$

beschrieben werden [30]. Dieser Ausdruck berücksichtigt die Wechselwirkung mit gebundenen und freien Elektronen. Hier ist  $n_Z$  die Dichte der  $Z$ -fach geladenen Ionen mit Kernladungszahl  $Z_K$ , und  $n_e$  ist die Dichte der freien Elektronen.

## 2.3 Der Hohlraum als Strahlungskonverter

Für die Experimente zur Messung des Energieverlustes von Ionen in heißer und dichter Materie wurde das Plasma bislang durch direkte Bestrahlung eines Festkörpertargets mit einem fokussierten Laserpuls erzeugt. Wie in Kapitel 2.1 dargelegt, kann die Laserstrahlung nur bis zur Fläche der kritischen Dichte in das Plasma eindringen, der überkritische Bereich wird durch Wärmeleitung geheizt. Auch wenn sehr dünne Folien ( $0,5 \mu\text{m}$ ) als Target verwendet werden, wird die Probe zu Beginn der Heizphase auf der einen Seite aus heißem, hochionisiertem Plasma bestehen, während die Rückseite noch kalt ist. Dichte- und Temperaturgradienten im Plasma entlang der Ionenflugrichtung lassen sich in dieser Experimentgeometrie nicht vermeiden (vgl. Kap. 5.1.2, S.27).

Um ein homogenes Plasma hoher Dichte ( $\approx$  Festkörperdichte) zu erzeugen, muss die Probe über das gesamte Volumen geheizt werden und die Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl sollte abgeschlossen sein, bevor das Plasma Zeit hatte zu expandieren (Trägheitseinschluss). Die erste Forderung lässt sich erfüllen, wenn die Probe mit Röntgenstrahlung geheizt wird, deren Wellenlänge hinreichend klein ist, so dass nur ein Teil der Energie in der Probe absorbiert wird. Ein lasererzeugtes Plasma (Primärplasma) dient dann als Quelle der Röntgenstrahlung, mit der das eigentliche Target für den Ionenstrahl geheizt werden soll. Dieses Primärplasma in einen Hohlraum einzuschließen bietet mehrere Vorteile: Wenn die Hohlraumwände für die Röntgenstrahlung des Plasmas optisch dicht und die Öffnungen im Vergleich zur Fläche der Hohlraumwände klein sind, stellt sich eine isotrope spektrale Verteilung der Strahlungsenergie ein, die nur eine Funktion der Temperatur ist. Der Röntgenfluss lässt sich zudem effektiv auf die absorbierenden Flächen im Hohlraum (Öffnung oder Probenkörper) konzentrieren.

Im Unterschied zu Laserstrahlung ist die Hohlraumstrahlung inkohärent und bildet keine lokalen Intensitätsspitzen durch Interferenzeffekte auf der Probenoberfläche aus. Sie eignet sich deshalb besonders gut, um räumlich homogene Plasmen mit definierten Parametern zu erzeugen.

### 2.3.1 Thermalisierungszeit: Teilchen- und Strahlungstemperatur

Die primäre Röntgenstrahlung wird in der heißen Konversionszone erzeugt (Korona), wo der Laser bis zur Fläche der kritischen Elektronendichte das Plasma direkt heizen kann (vgl. Abb. 2.1). Bei typischen Laserplasmen ist die Korona auch für weiche Röntgenstrahlung optisch dünn, d.h. die mittlere freie Weglänge eines Photons ist größer als die

Plasmaausdehnung. Weiche Röntgenstrahlung, die durch Bremsstrahlung schneller Elektronen erzeugt wurde, aber auch Linienstrahlung eines durch Teilchenstöße angeregten Ions, behält in der Korona ihre charakteristische spektrale Verteilung. Die Plasmateilchen können untereinander Energie durch Stöße austauschen (thermalisieren), wohingegen die Thermalisierung des Strahlungsfeldes nur mittelbar über die Wechselwirkung mit Plasmateilchen stattfindet. Deshalb kann in einem optisch dünnen Plasma eine Teilchentemperatur definiert sein, ohne dass sich die Verteilung der Strahlungsenergie in Abhängigkeit von der Frequenz in einem Gleichgewicht befindet. Die Teilchenenergien von Ionen und Elektronen entsprechen dann zumindest in einem örtlich begrenzten Plasmabereich dem Energiespektrum einer Boltzmannverteilung mit der Temperatur  $T_p(\vec{r})$  (LTE: *local thermal equilibrium*<sup>10</sup>). Da Teilchen gleicher Masse bei Stößen effektiv Bewegungsenergie austauschen können, wird sich eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeiten zuerst für die freien Elektronen und für Ionen des Plasmas einstellen. Erst dann kann von einer Temperatur der Elektronen  $T_e$  und von einer Ionentemperatur  $T_i$  gesprochen werden. In einem lasererzeugten Plasma ist die Elektronentemperatur anfangs höher als die Ionentemperatur, so dass die mittlere Zeit zwischen Elektron-Ion-Stößen eine Funktion der Elektronentemperatur ist [9]:

$$\tau_{ei} = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{m_e} (k_B T_e)^{3/2}}{n_i Z_i^2 e^4 \ln \Lambda_e} \quad (2.14)$$

Hier bezeichnet  $\ln \Lambda_e$  den Coulomblogarithmus (vgl. Kap. 2.2),  $Z_i$  den Ionisationsgrad und  $n_i$  die Ionendichte. Weil das Elektron bei einem Stoß nur einen Bruchteil seiner Energie auf das Ion übertragen kann ( $m_i \gg m_e$ ), müssen beide Teilchen im Mittel etwa  $m_i/(2m_e)$ -mal stoßen um ihre Energien anzugleichen. Deshalb ist die Zeit  $\tau_{ei,th}$ , in der die Elektronen- und Ionentemperaturen thermalisieren, gegenüber ihrer mittleren Stoßzeit verlängert. Aus Gleichung 2.14 folgt [9]:

$$\tau_{ei,th} = 0,99 \cdot 10^{-8} \frac{A T_e^{3/2} [\text{keV}]}{n_i [10^{21} \text{cm}^{-3}] Z_i^2 \ln \Lambda_e} \quad (2.15)$$

Für Gold mit der Massenzahl  $A = 197$  liegt die Thermalisierungszeit an der Ebene der kritischen Dichte ( $n_e = 10^{21} \text{cm}^{-3}$ ,  $Z_i = 10$ ,  $n_i = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ,  $T_e = 0,2 \text{keV}$ ,  $\ln \Lambda_e = 5,5$ ) bei  $\approx 3 \times 10^{-9}$  Sekunden. Gegenüber dem koronalen Plasma sinkt die Temperatur ab der Fläche der kritischen Dichte; die Ionendichte steigt dagegen in der Reemissionszone um drei Größenordnungen bis auf Festkörpurniveau ( $\approx n_e = 10^{23} \text{cm}^{-3}$ ), so dass sich auch die Thermalisierungszeit verkürzt und klein wird gegenüber der Laserpulsdauer (6 ns).

Die Reemissionszone ist für ein Material mit hoher Kernladungszahl (Gold) über einen weiten Wellenlängenbereich optisch dicht, so dass dort die Röntgenstrahlung aus der Korona vielfach absorbiert und reemittiert wird. Die Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit den Plasmateilchen der Temperatur  $T_p$  führt zu einer Umverteilung der spektralen Energie. Das Strahlungsfeld befindet sich mit dem Plasma im thermodynamischen Gleichgewicht, wenn die spektrale Verteilung der Strahlungsenergie der eines schwarzen Körpers

<sup>10</sup>Die Definition von LTE ist in der Literatur nicht ganz eindeutig. Hier wird von LTE gesprochen, wenn die Geschwindigkeiten der Teilchen (lokal) nach Maxwell-Boltzmann verteilt sind. Eine Strahlungstemperatur muss nicht definiert sein. Im thermodynamischen Gleichgewicht (TE: *thermal equilibrium*) dagegen ist (u.U. nur lokal) eine Strahlungstemperatur definiert, die der Teilchentemperatur entspricht.

entspricht. Dann kann sie durch die Planck-Gleichung beschrieben werden, und die Temperatur als einziger Parameter entspricht der Teilchentemperatur, die durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Teilchengeschwindigkeiten bestimmt ist.

### 2.3.2 Spektrale Verteilung der Strahlung in einem Hohlraum

Aus der Reemissionszone wird ein Anteil der thermischen Röntgenstrahlung zurück in den Hohlraum abgegeben, so dass dort die spektrale Verteilung des Strahlungsfeldes charakterisiert ist durch eine Überlagerung der (Linien-) Strahlung aus dem optisch dünnen Koronaplasma und der Schwarzkörperstrahlung mit der Temperatur der Reemissionszone (vgl. Abb. 2.1, S.5). Eine einfache Überlegung zeigt, dass der Anteil der thermischen Strahlung dominiert, wenn die Hohlraumwand (nahezu) optisch dicht ist. Auch wenn diese Bedingung nicht für alle Wellenlängen (harte Röntgenstrahlung) gilt, ist sie doch in der Praxis bei einem Wandmaterial mit hoher Kernladungszahl und realistischer Strahlungstemperatur ( $\approx 100 \text{ eV}/k_B$ ) hinreichend gut erfüllt. Sei  $S_L$  der konstante Strahlungsfluss des Lasers und  $\alpha$  bezeichne den Bruchteil der Laserenergie, der in der Korona absorbiert und in Röntgenstrahlung umgewandelt wird. Werden weitere Prozesse<sup>11</sup>, die mittelbar Röntgenstrahlung erzeugen außer acht gelassen, gibt  $\alpha$  die Konversionseffizienz von Laserlicht in (primäre) Röntgenstrahlung an. Da die Laserenergie für Intensitäten kleiner  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  v.a. über den Prozess der inversen Bremsstrahlung an das Plasma übertragen wird (vgl. Kap. 2.1), steigt die Konversionseffizienz  $\alpha$  mit sinkender Intensität (Stoßrate  $\propto T^{-3/2}$ ) und abnehmender Laserwellenlänge (Eindringtiefe:  $n_{ec} \propto \lambda^{-2}$ ) [8]. In der Praxis lässt sich eine Konversionseffizienz von bis zu 90% der Laserenergie erzielen [9].

Die Hälfte der Röntgenenergie aus der Korona  $S_x = \frac{1}{2}\alpha S_L$  dringt in die Reemissionszone ein, thermalisiert und wird von dort zu einem Bruchteil  $r$  wieder entgegen der Einfallsrichtung abgegeben. Für den Fall der offenen Geometrie (ebenes Target) überwiegt die Koronastrahlung  $\frac{1}{2}\alpha S_L$  gegenüber dem thermischen Anteil  $r\alpha\frac{1}{2}S_L$ , weil  $r < 1$  gilt. Im Fall der geschlossenen Geometrie setzt sich die thermische Strahlung aber aus der Überlagerung der vielfach reemittierten Anteile beider Wände zusammen:  $2(r + r^2 + r^3 + \dots)\frac{1}{2}\alpha S_L = r/(1-r)\alpha S_L$ . Deshalb überwiegt der Anteil der thermischen Strahlung im Hohlraum [31]

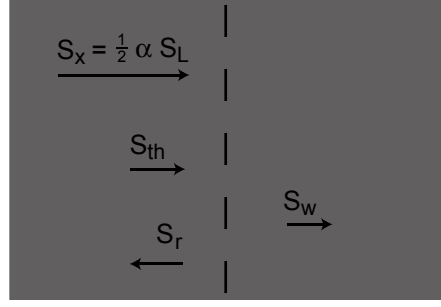
$$\frac{r}{1-r}\alpha S_L \gg \frac{1}{2}\alpha S_L \quad \text{für } r \rightarrow 1 \quad (2.16)$$

gegenüber der Linienstrahlung aus der Konversionszone, wenn die Wand optisch dicht ( $r \approx 1$ ) ist [6]. Der Faktor  $Q_w = r/(1-r)$  ist ein Maß für die Güte, mit der Strahlung in einem Hohlraum eingeschlossen wird. Bislang wurde über den Reemissionsfaktor  $r$  nur der Anteil der Strahlungsleistung berücksichtigt, der durch Wärmediffusion in die Wand verloren geht. Dies entspricht einem Hohlraum ohne Öffnungen oder anderen absorbierenden Flächen (z.B. Fusionspellet). Der Faktor  $r$  gibt den Anteil der aus der Reemissionszone wieder abgestrahlten Leistung im Verhältnis zur auftreffenden Leistung an:  $r = \frac{S_r}{S_x + S_{th}}$  (vgl. Abb. 2.3). Sei  $S_w$  der Strahlungsfluss in die Wand, dann lässt sich der Gütefaktor mit der Bedingung  $S_x + S_{th} = S_r + S_w$  auch schreiben als das Verhältnis der Leistung, die wieder in den Hohlraum abgegeben wird zu der Leistung, mit der die Wand geheizt wird:  $Q_w = S_r/S_w$ .

Mit einem Gütefaktor  $Q_A^{-1} = A_a/(A_a + A_e)$  können die Verluste durch Öffnungen im Hohlraum berücksichtigt werden, der hier als Anteil der absorbierenden Fläche  $A_a$  (Öffnungen)

---

<sup>11</sup>Wie etwa die Erzeugung schneller Elektronen, die in den überkritischen Bereich eindringen und diesen heizen können.



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung der Energieströme in der Hohlraumwand (geschlossene Geometrie). Die Reemissionszone wird mit thermischer (Röntgen-) Strahlung  $S_{th}$  von allen anderen Wandelementen und durch Strahlung  $S_L$  der Quelle geheizt, die zu einem Bruchteil  $\alpha$  in (primäre) Röntgenstrahlung umgewandelt wurde:  $S_x = \frac{1}{2}\alpha S_L$ . Der Anteil  $S_r$  wird aus der Reemissionszone zurück in den Hohlraum abgestrahlt, und  $S_w$  bezeichnet den Wärmefluss in die Wand.

zur Gesamtfläche definiert sei. Mit der Bedingung, dass im Gleichgewicht alle Strahlung, die von emittierenden Flächen ( $A_e$ ) abgegeben wird, der thermischen Strahlung entspricht, die auf emittierende und absorbierende Flächen trifft

$$A_e S_r = (A_a + A_e) S_{th} \quad \rightarrow \quad S_{th} = (1 - Q_A) S_r \quad (2.17)$$

folgt in einem geschlossenen Hohlraum ohne absorbierende Flächen ( $Q_A^{-1} = 0$ ) für den im Hohlraum zirkulierenden Strahlungsfluss:  $S_H = S_r = S_{th}$ . Mit der Definition des Reemissionsfaktors  $r$  kann der Strahlungsfluss im Hohlraum in der Form

$$S_H = \frac{r}{1 - r} S_x = Q_w S_x \quad (2.18)$$

geschrieben werden. Dies zeigt, dass der Strahlungsfluss im Hohlraum in dieser stationären Beschreibung um den Faktor  $Q_w$  größer wird als der treibende Fluss  $S_x = \frac{1}{2}\alpha S_L$ . Der Gütefaktor  $Q_w$  gibt die effektive Anzahl von Reflexionen in einem geschlossenen Hohlraum an. Werden zusätzlich noch absorbierende Flächen berücksichtigt, muss der Quellfluss  $S_x$  im Gleichgewicht die Verluste durch Wärmediffusion in die Wand ( $S_w/S_r$ )  $S_r = Q_w^{-1} S_r$  und durch Abstrahlung aus den Öffnungen  $Q_A^{-1} S_r$  kompensieren:

$$S_x = (Q_w^{-1} + Q_A^{-1}) S_r \quad (2.19)$$

Die auf ein Wandelement treffende thermische Strahlung kann dann mit Glg. 2.19 in Abhängigkeit vom Quellfluss  $S_x$  geschrieben werden:

$$S_{th} = (1 - Q_A^{-1}) S_r = \frac{1 - Q_A^{-1}}{Q_w^{-1} + Q_A^{-1}} S_x \quad (2.20)$$

Mit Gleichung 2.20 ist das Verhältnis der aus einer Öffnung abgestrahlten Leistung ( $A_a S_{th}$ ) zu der Leistung der Quelle  $A_e S_x$  (Quellfluss wird nur von den absorbierenden Wandelementen aufgenommen) gegeben durch [31]:

$$\gamma_{A_a} = \frac{A_a S_{th}}{A_e S_x} = \frac{Q_A^{-1}}{Q_w^{-1} + Q_A^{-1}} \quad (2.21)$$

Diese Beziehung zeigt, dass sich der Quellfluss  $S_x$  in einer geschlossenen Geometrie effektiv auf die Öffnung (Fläche  $A_a$ ) des Hohlraums konzentrieren lässt, wenn die Verluste durch Wärmediffusion in die Wand  $Q_w^{-1} = S_w/S_r$  klein sind gegenüber den Verlusten durch Abstrahlung aus den Öffnungen  $Q_A^{-1} = A_a/(A_a + A_e)$ .

### 2.3.3 Energieeinkopplung und Strahlungstemperatur

Welche Strahlungstemperatur in einem Hohlraum tatsächlich erreicht werden kann, hängt primär davon ab, wieviel Energie bei gegebenem Hohlraumvolumen eingekoppelt werden kann und wieviel dieser Energie durch die Öffnungen oder durch Wärmediffusion in die Wände verloren geht. Unter der Annahme, dass die gesamte Laserenergie in Strahlungsenergie überführt werden könnte, ergibt sich die Temperatur eines Hohlraums mit Volumen  $V_H$  über das *Stefan-Boltzmann-Gesetz* zu:

$$T = \left( \frac{c}{4\sigma} \frac{E_L}{V_H} \right)^{1/4} \quad (2.22)$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten sphärischen Hohlräume mit  $750 \mu\text{m}$  Durchmesser und mit der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma$  und einer Laserenergie von  $20 \text{ J}$  folgt daraus eine Temperatur von  $T \approx 285 \text{ eV}/k_B$ . Tatsächlich konnte im Experiment mit diesen Parametern eine Strahlungstemperatur bestimmt werden, die um etwa einen Faktor 10 kleiner ist. Wenn die Temperatur zu Beginn der Heizphase noch gering ist, spielt Energie, die durch die Öffnungen des Hohlraums abgestrahlt wird, nur eine untergeordnete Rolle ( $S = \sigma T^4$ ). Die absorbierte Laserenergie heizt das Primärplasma und über gestreutes bzw. reflektiertes Laserlicht sowie durch thermische Strahlung aus dem heißen Bereich im Laserfokus wird auch auf den anderen Wandelementen ein Plasma erzeugt. Die zugeführte Energie treibt in dieser Phase die Wärmewelle in den kalten und dichten Bereich der Hohlraumwand. Mit steigender Temperatur des Strahlungsfeldes wird der Energieverlust durch die Öffnungen im Hohlraum für das Gleichgewicht zwischen zugeführter und abgegebener Energie wichtig. In der Abbildung 6.16 (Seite 85), ist der experimentell bestimmte zeitliche Verlauf der Konversionseffizienz von Laserlicht in thermische Strahlung gezeigt. Die Konversionseffizienz wurde aus der gemessenen Temperatur unter der Annahme bestimmt, dass aus dem Hohlraum (thermische) Energie mit einer Leistung von  $\sigma T^4$  pro offener Fläche abgestrahlt wird und dass die Laserenergie bis zum Ende des Pulses vollständig im Hohlraumvolumen absorbiert wird.

Wieviel Laserenergie eingekoppelt werden kann, hängt bei gegebener Ausdehnung des Hohlraums von der Laserpulsdauer ab. Der Hohlraum füllt sich mit Plasma, so dass der Laser spätestens dann nicht mehr heizen kann, wenn die Fläche der kritischen Dichte das Lasereintrittsloch erreicht hat [32]. Andererseits treten mit abnehmender Laserpulsdauer und steigender Intensität vermehrt nichtlineare Prozesse auf, die zu unerwünschten Effekten führen können. Beispielfhaft sei hier die stimulierte *Brillouin*-Streuung (SBS) genannt, die in den hier vorgestellten Experimenten (Kap. 6.3.1) beobachtet wurde. Bei noch höherer Laserintensität kann ein signifikanter Anteil der Energie reflektiert werden [33] und geht so für die Heizung des Hohlraums verloren.

#### Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS)

Wenn Laserlicht an der Fläche der kritischen Dichte entgegen der Einfallrichtung reflektiert wird, interferiert die reflektierte mit der einfallenden Welle und bildet ein Interferenzmuster. Bei ausreichend hoher Laserintensität<sup>12</sup> wirkt die ponderomotorische Kraft auf

---

<sup>12</sup>Vergleiche die Diskussion auf Seite 3. Die Schwellenintensität liegt in der Größenordnung von  $10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$  für ein Plasma mit Temperatur  $T \approx 100 \text{ eV}/k_B$ .

die Plasmateilchen entlang der Intensitätsgradienten, d.h. der Ausbreitungsrichtungen von einfallender bzw. reflektierter Lichtwelle ( $\vec{F} \propto -\nabla|\vec{E}|^2$ ), so dass sich eine Dichtemodulation im Plasma (Ionenakustische Welle: IAW) ausbildet. Photonen können an dieser Welle quasielastisch streuen, d.h. der Energieübertrag ist gering, aber das Phonon übernimmt den Rückstoßimpuls des Photons ( $k_i \approx 2k_L$ ). Das nahezu exakt zurückgestreute Licht verstärkt die Dichtemodulation weiter (Rückkopplung) und führt so zu einem Anwachsen der Störung. Diese Photon-Phonon-Streuung wird deshalb als "stimulierte" *Brillouin*-Streuung bezeichnet, weil das Phonon, an dem gestreut wird, nicht bereits ursprünglich vorhanden ist, sondern erst (mittelbar) durch die einfallende Lichtwelle hoher Intensität erzeugt wird. Auch ohne Reflexion an einer Fläche kritischer Elektronendichte kann *Brillouin*-Streuung an akustischen Wellen im Plasma, deren Richtungen statistisch verteilt sind (Rauschen), zu stimulierter *Brillouin*-Streuung führen, wenn die Lichtintensität hoch und die Skalenlänge des Plasmas groß ist. Es wird die Schwingungsmode verstärkt, für die sich die gestreute Welle mit der einfallenden konstruktiv überlagert.

Die in der Abbildung 6.8 auf Seite 74 zu sehende Modulation in der zeitaufgelöst gemessenen Intensität des reflektierten Lichtes ist charakteristisch für stimulierte-*Brillouin* Streuung in lasererzeugten Plasmen. In numerischen Simulationen [34] wurde gezeigt, dass eine *nichtstationäre* SBS [35] in Medien auftreten kann, die von einer reflektiven Schicht begrenzt sind. Für ein Plasma ist das die Fläche der kritischen Elektronendichte, und Schwankungen in der Reflektivität während der Pulsdauer führen zu einer Modulation der durch SBS reflektierten Strahlung. Nach [36] variiert die Effizienz der SBS auch dadurch, dass mit zunehmender Streuung weniger Licht den Bereich der kritischen Dichte erreicht, um dort reflektiert zu werden. Die Effizienz der SBS bricht deshalb ein und wächst erneut an, sobald wieder mehr Laserlicht reflektiert wird.

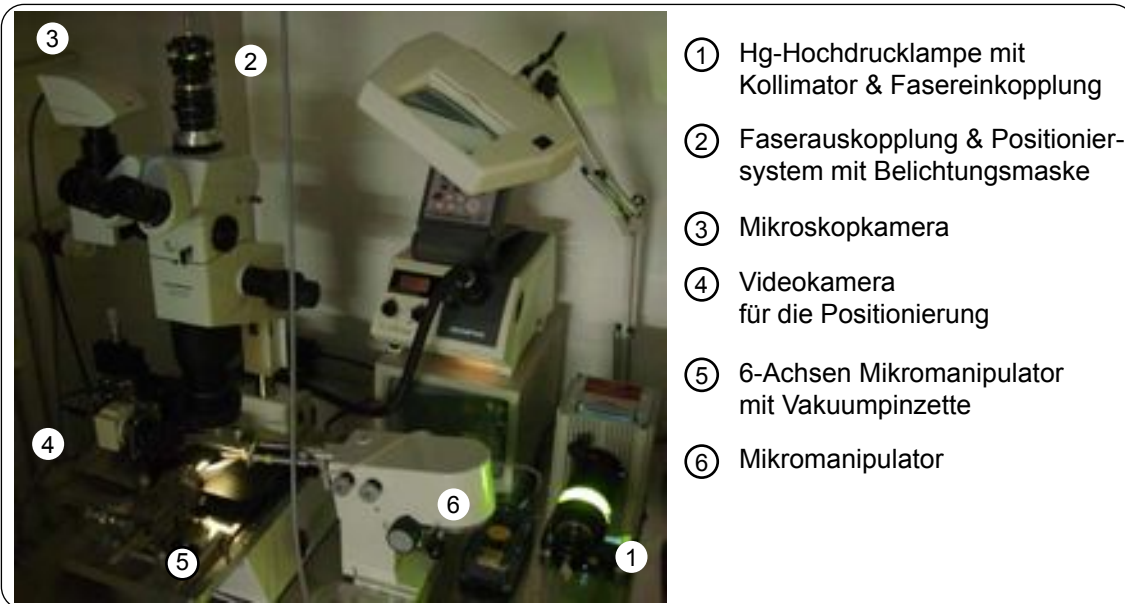
### 3 Fertigung von Hohlraumtargets

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Laborplatz für die Fertigung von Hohlräumen aus Gold aufgebaut und es konnten Techniken entwickelt werden, mit denen sich die Hohlraumgeometrie flexibel auf die Bedürfnisse der Experimente anpassen lässt. Mit dem nachfolgend beschriebenen Verfahren lassen sich etwa zylindrische oder sphärische Kavitäten herstellen, mit typischen Durchmessern im Bereich von 0,3 mm bis 2 mm bei einer Wandstärke von 5  $\mu\text{m}$  bis 15  $\mu\text{m}$ . Solche Hohlkörper können verbunden werden und es lassen sich in die Oberfläche Öffnungen einbringen, deren kleinste Abmessungen im Bereich der Wandstärke liegen.

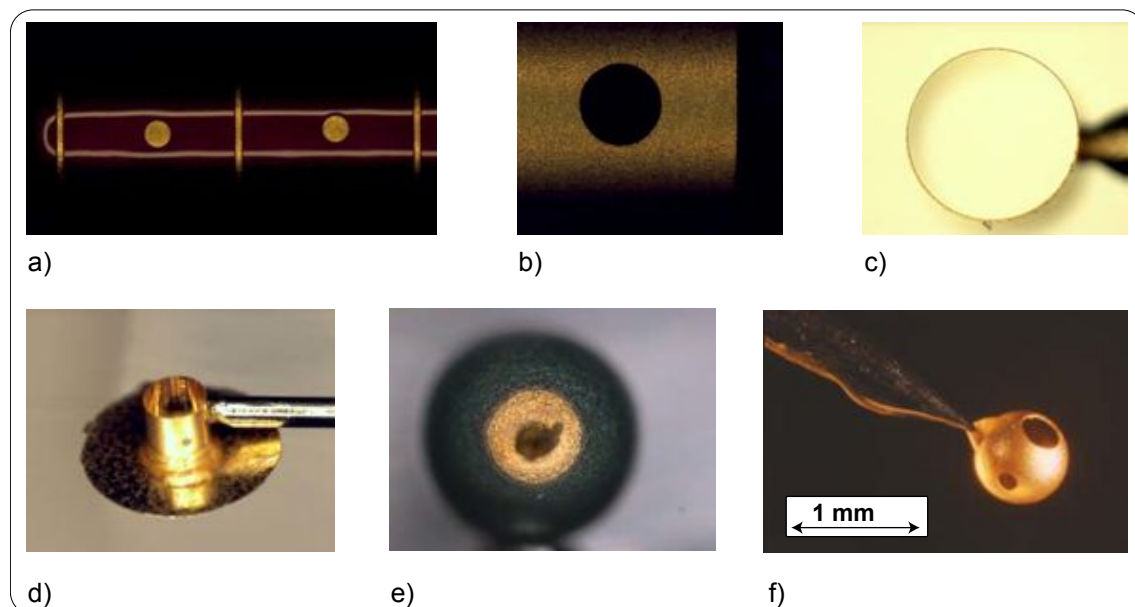
Solch kleine und komplexe Hohlräume werden weltweit nur an wenigen Laboratorien hergestellt, die sich überwiegend mit grundlagenorientierter Forschung beschäftigen. Für die Experimente mit lasergeheizten Hohlräumen ist es daher unerlässlich, selbst über die Möglichkeit zu verfügen, Hohlräume zeitnah und flexibel herstellen zu können. In dem Labor wurde auch die Möglichkeit geschaffen die Targets hinsichtlich ihrer Formtreue, der Größe und Wandstärke, sowie der Oberflächenbeschaffenheit zu charakterisieren. Das Herstellungsverfahren besteht grundsätzlich aus drei Schritten:

- Eine Positivform aus einem leitenden, unedlen Material wird galvanisch mit einer Schicht aus Gold der gewünschten Wandstärke überzogen. In der Praxis hat sich Messing für den Rohling als gut geeignet erwiesen, weil es sich durch spanende Verfahren präzise mikromechanisch bearbeiten lässt und mit Salpetersäure geätzt werden kann, die wiederum Gold nicht angreift. Die Mikrorauigkeit der Hohlrauminnenwand ist primär durch die Oberflächengüte der Positivform gegeben. Mit hochpräzisen Mikrofräsen lassen sich heute Strukturen mit einer Genauigkeit  $< 1 \mu\text{m}$  herstellen, wobei eine Oberflächenrauigkeit  $< 10 \text{ nm}$  erreicht werden kann. Für die sphärischen Hohlraumtargets wurden Kugellagerkugeln aus Messing eingesetzt. An jeden Rohling wird unter dem Mikroskop mit einem leitenden Kleber ein Draht (50  $\mu\text{m}$  Durchmesser) geklebt, um den elektrischen Kontakt für das Galvanikbad herzustellen.
- Auf die Goldschicht wird ein Photolack aufgebracht und an den Stellen belichtet und entwickelt an denen der Hohlraum Öffnungen haben soll ("positiv-Lack"). Es handelt sich dabei um einen Photolack, der sich elektrisch abscheiden lässt, und dessen Schichtdicke durch die chemische Zusammensetzung kontrolliert werden kann. Mit dieser Technik können gleichmäßig dicke Lackschichten auf gekrümmten Oberflächen aufgebracht werden. Für die Belichtung wurde ein kommerziell erhältliches Zoom-Mikroskop umgebaut (Abb. 3.1). Die Belichtungsmaske befindet sich in der Bildebene des Mikroskops und wird über eine Glasfaser mit Licht einer Hg-Hochdrucklampe beleuchtet. So lassen sich mit einer Maske (Lochblende) Kreise mit verschiedenem Durchmesser belichten.
- In einem zweistufigen Verfahren wird zuerst die Goldschicht an den belichteten Stellen weggeätzt. Durch die so entstandenen Öffnungen kann die massive Positivform mit einer Säure zersetzt werden, die Gold nicht angreift.





**Abbildung 3.1:** Ein kommerziell erhältliches Zoomteleskop wurde so umgebaut, dass damit die belackten Hohlraumtargets belichtet werden können. Als Quelle dient eine Hg-Hochdrucklampe, deren Licht mit einem Kollimator gesammelt und dann in eine Quarz-Glasfaser eingekoppelt wird. In der Bildebene des Mikroskops befindet sich die Belichtungsmaske. In der Objektebene kann das Target mit einem 6-Achsen Mikromanipulator unter Zuhilfenahme zweier hochauflösender Kamerateamsysteme positioniert werden.



**Abbildung 3.2:** Die Abbildungen zeigen verschiedene Hohlraumtargets während der Herstellung. **a)** Ein zylinderförmiger Rohling mit 500  $\mu\text{m}$  Durchmesser, belackt, belichtet und entwickelt. **b)** Nahaufnahme des Zylindertargets mit Diagnostikloch ( $d=50 \mu\text{m}$ ) und Kante. **c)** Zylinder nachdem der Vollkörper herausgeätzt wurde. Die Wandstärke beträgt 10  $\mu\text{m}$ . **d)** Zylindertarget mit einseitig aufgeklebter Folie. **e)** Kugeltarget, belackt und belichtet. In der Mitte ist noch der Kontaktdraht für die Galvanik zu sehen. **f)** Sphärisches Hohlraumtarget: Durchmesser  $d=750 \mu\text{m}$ ; Lasereintrittsöffnung:  $d=330 \mu\text{m}$ ; Diagnostiköffnung  $d=160 \mu\text{m}$ .

## 4 Das Nhelix-Lasersystem

Die Experimente zur Messung des Energieverlustes von Ionen in Plasma (Kap. 5.1) und die Experimente mit lasergeheizten Hohlräumen (Kap. 5.2) wurden mit dem *Nhelix*<sup>1</sup>-Laser durchgeführt. Ein wesentlicher Anteil dieser Arbeit bestand darin, das Lasersystem an die Anforderungen dieser Experimente anzupassen. Dazu wurde das ursprüngliche System um einen zweiten Laseroszillator mit kürzerer Pulsdauer erweitert und die Strahlführung, zeitliche Synchronisation und Verstärkung für beide Laserstrahlen neu konzipiert. Im Hinblick auf die gestiegenen Anforderungen an die Strahlqualität wurden zusätzliche optische Elemente für die zeitliche und räumliche Pulsformung integriert und Diagnostik implementiert, mit der die Strahlqualität an verschiedenen Stellen der Verstärkerkette überwacht werden kann.

Heute steht mit dem *Nhelix* ein flexibles System bereit, dessen Strahlen mit variablem Zeitversatz für die Plasmaerzeugung und die Plasmadiagnostik<sup>2</sup> eingesetzt werden. Im Zusammenspiel mit dem Linearbeschleuniger der GSI und dem künftig am gleichen Messplatz einsatzbereiten *Phelix*-Laser [38] ergeben sich weltweit einzigartige Möglichkeiten für das Studium der Ionen-Plasma-Wechselwirkung.

### Konzeption des Systems

Die beiden Pulse des *Nhelix*-Systems werden in zwei unabhängigen Nd:YAG<sup>3</sup>-Oszillatoren erzeugt und durchlaufen anschließend eine Folge von Nd:Glas-Verstärkern (Abb. 4.1). Der erste Oszillator (**OS1**) ist Teil eines kommerziell erhältlichen Lasers.<sup>4</sup> Er liefert mit einer aktiven Güteschaltung ("Q-Switch") Pulse von 15 ns Dauer, die einen zweiten Nd:YAG-Verstärker durchlaufen und dann mit einer Energie von 200 mJ in die nachfolgende Glas-Verstärkerkette eingekoppelt werden. Die Reflektivität des Auskoppelspiegels im Resonator hat einen gaussförmigen Verlauf, wodurch effektiv die TEM<sub>00</sub>-Mode gegenüber anderen transversalen Moden bevorzugt verstärkt wird. Um Beugungseffekte zu verringern und so das transversale Strahlprofil zu verbessern, wurde der Strahldurchmesser im Verstärkerstab des Oszillators auf Kosten der Ausgangsenergie verringert. Damit die Zerstörschwelle nicht überschritten wird, kann die Pockelszelle im Resonator ("Q-Switch") nicht zum Zeitpunkt maximaler Besetzungsinversion geschaltet werden. Deshalb ist der *OS1*-Puls mit einer Halbwertsbreite von 15 ns für ein System dieser Art vergleichsweise lang.

Die zeitliche Pulsform entspricht einem gaussförmigen Verlauf und ist insofern für die Plasmaerzeugung und insbesondere für das Heizen eines Hohlraums ungeeignet, als dass

<sup>1</sup>Das Akronym *Nhelix* steht für: **N**anosekunden-**H**ochenergielaser für **I**onenstrahl**e**xperimente.

<sup>2</sup>Ein Bruchteil der Energie des kürzeren Pulses (0,5 ns) wird für die interferometrische Bestimmung der Dichte freier Elektronen im Plasma verwendet (Kap. 5.6). Der Hauptstrahl wird mit einem KDP-Kristall frequenzverdoppelt und kann z.B. für *Thomson*-Streuexperimente eingesetzt werden [37]. Diese Diagnostik wird gegenwärtig am Experimentplatz aufgebaut.

<sup>3</sup>Das aktive Neodym-Ion ist in das Wirtsmaterial **Y**trium-**A**luminium-**G**ranat eingebettet. Die Energie des Laserübergangs entspricht einer Wellenlänge von  $\lambda_L = 1064$  nm.

<sup>4</sup>Modell: *Powerlite Precision 8000*, Firma: *Continuum*.

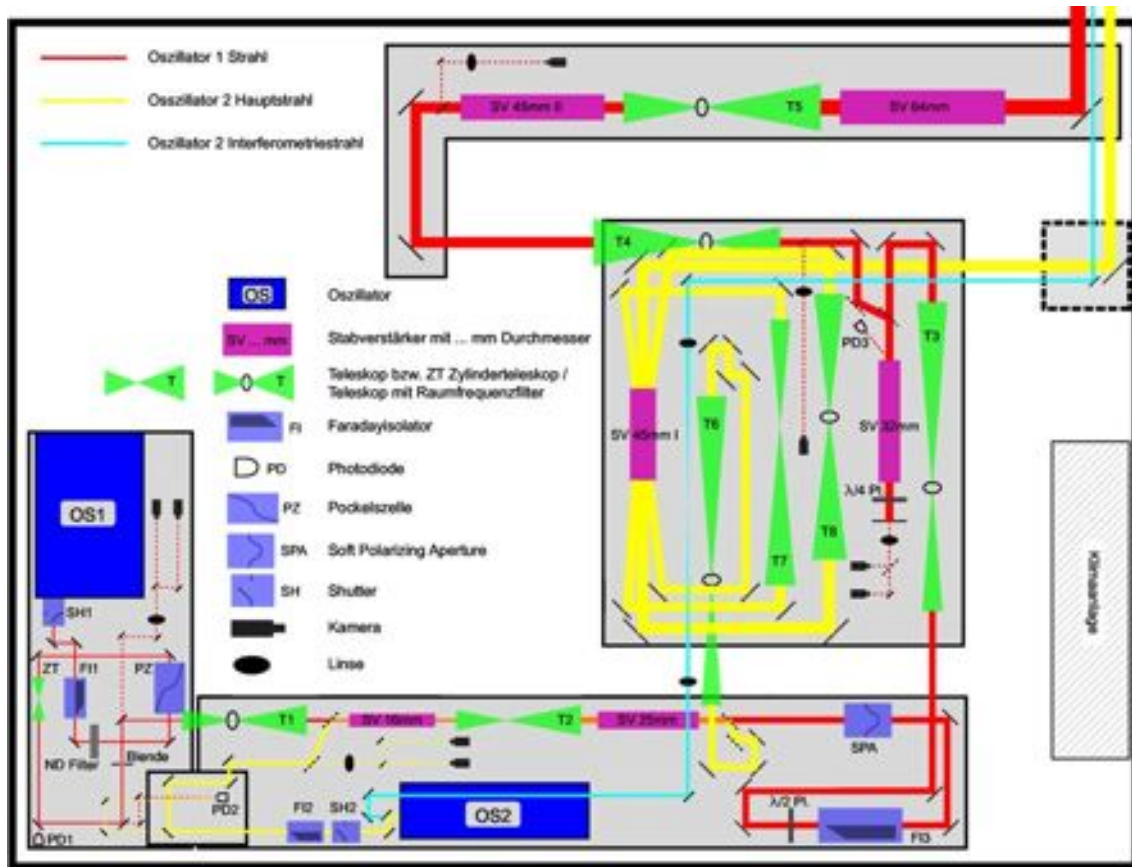


Abbildung 4.1: Der Aufbau des *Nhelix*-Lasersystems wird im Text erläutert.

die Intensität bis zu ihrem maximalen Wert nur langsam zunimmt. Während dieser Zeit expandiert das Plasma im Hohlraum und kann die Eintrittsöffnung für den Laser verschließen. Andererseits zeigen Messungen an lasergeheizten Hohlräumen [6], dass die thermische Strahlung für hohe Temperaturen im wesentlichen dem zeitlichen Verlauf des Laserpulses folgt. Die durch Strahlungskühlung aus den Öffnungen abgegebene Leistung  $P \propto T_{th}^4$  nähert sich für hohe Temperaturen  $T_{th}$  der Leistung, mit der dem System über den Laser Energie zugeführt wird. Ein kurzer Laserpuls mit entsprechend steiler Anstiegsflanke, bedingt daher auch einen vergleichbar kurzen Puls thermischer Strahlung aus dem Hohlraum. Um ein Target für die Ionen-Plasma-Wechselwirkung mit thermischer Strahlung zu heizen, sollte die Laserpulsdauer deshalb länger sein als die minimale Wechselwirkungszeit<sup>5</sup> eines Ionenpulses ( $\Delta t \approx 3$  ns) mit dem Plasma.

Diese Aspekte zeigen, dass sich ein zeitlich rechteckförmiger Laserpuls mit steiler Anstiegsflanke und variabler Länge für die indirekte Heizung mit Hohlraumstrahlung am besten eignet. Deshalb wurde in die Strahlführung eine Pockelszelle integriert, mit der die Anstiegsflanke und die abfallende Flanke des gaussförmigen *OS1*-Pulses beschnitten werden können, so dass sich ein annähernd rechteckförmiges Profil ergibt. Die Flankensteilheit ist durch die Schaltzeit der Pockelszelle von  $< 3$  ns begrenzt, so dass sich Pulse mit einer

<sup>5</sup>Hier wird für die minimale Wechselwirkungszeit die Dauer eines Ionenpulses mit einer Fußbreite von  $\approx 3$  ns angenommen. Die Zeitstruktur des Ionenstrahls aus dem Linearbeschleuniger *Unilac* der GSI und der Experimentaufbau für die Messung des Energieverlustes von Ionen in lasererzeugten Plasmen ist in Kap. 5.1 beschrieben.

minimalen Halbwertsbreite von 6 ns erzeugen lassen. Auch der zweite Oszillator (**OS2**) arbeitet mit einer aktiven Güteschaltung und liefert Pulse mit einer Halbwertsbreite von etwa 5 ns, deren Dauer dann in einer SBS-Zelle<sup>6</sup> auf 0,5 ns verkürzt wird. Die SBS-Zelle arbeitet als phasenkonjugierender Spiegel in einem Aufbau, bei dem der Laserpuls denselben Verstärker zweifach durchläuft ("double pass") und so eine Ausgangsenergie von 120 mJ erreicht. Dieses Lasersystem<sup>7</sup> ist ausführlich in [40] beschrieben.

Die Laserstrahlung beider Oszillatoren ist linear polarisiert, wobei die Polarisationsrichtungen senkrecht zueinander stehen. Deshalb können die Pulse mit Hilfe eines Polarisators räumlich übereinander gelegt werden (Abb. 4.1). Sie durchlaufen die ersten beiden Verstärker gemeinsam und werden anschließend mit einem Dünnschichtpolarisator wieder getrennt. Das Trennungsverhältnis von Dünnschichtpolarisatoren liegt typischerweise bei nur 200:1. Andere Polarisatoren mit hohem Trennungsvermögen (bis zu 10<sup>5</sup>:1) verfügen jedoch nicht über eine ausreichend hohe Zerstörschwelle. Tatsächlich ist das Trennungsvermögen in der Praxis von untergeordneter Bedeutung, weil beide Strahlen durch spannungsinduzierte Doppelbrechung in den Verstärkerstäben depolarisiert werden. Deshalb wird ein Teil der Energie des OS1-Pulses am Polarisator reflektiert und ein Teil der Energie des OS2-Pulses kann den Polarisator passieren. Die Strahlen durchlaufen die ersten beiden Verstärker und das Keplerteleskop T2 daher unter einem kleinen Winkel, so dass der in die falsche Strahlführung reflektierte bzw. transmittierte Puls im folgenden Raumfrequenzfilter<sup>8</sup> (T6 bzw. T3) an der Lochblende blockiert wird. Entsprechend bilden auch die hin- und zurücklaufenden Strahlen im "double pass" (SV 32mm) einen kleinen Winkel. Der Einfluss der spannungsinduzierten Doppelbrechung auf das Trennungsvermögen und auf das transversale Strahlprofil wurde am *Nhelix* für die ersten beiden Verstärker (SV 16mm & SV 25mm) und für den "double pass" (SV 32mm) untersucht. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [41, 42].

Der OS1-Puls passiert nach der Trennung am Auskoppelpolarisator die *soft polarizing Aperture* (SPA). Dieses optische Element dreht die Polarisationsrichtung in Abhängigkeit vom Abstand  $r$  von der Strahlmitte. An einem nachfolgenden Polarisator wird deshalb mit zunehmendem Strahlradius mehr Energie aus dem Strahlengang reflektiert. Die Transmission  $T_{SPA}$  folgt einem Verlauf gemäß  $T_{SPA} \propto \cos^2(a \cdot r^2)$ , wobei die Konstante  $a$  Materialparameter enthält und von der Wellenlänge des Laserlichts abhängt. Die SPA wurde in das System integriert, um die höhere Verstärkung am Rand eines Stabverstärkers zu kompensieren. Die Absorption des Pumplichtes entlang des Stabradius führt zu einer inhomogenen Besetzungsinversion, wodurch die Kleinsignalverstärkung (etwa quadratisch) entlang des Stabradius zur Mitte hin abnimmt. Der Laserpuls wird daher am Rand mehr als in der Mitte verstärkt, wodurch sich das ursprünglich gaussförmige transversale Strahlprofil dem eines Rechteckpulses annähert.

Im Grenzfall einer rechteckförmigen Verteilung der Energie zeigt sich besonders deutlich die Ausbildung von Intensitätsspitzen während der freien Propagation des Pulses (Beugung). Verstärkt durch nichtlineare Selbstfokussierung im Verstärker Glas können solche Intensitätsmodulationen zu Schäden an den optischen Komponenten führen. Daher wird die effektive Propagation entlang der Verstärkerkette durch Keplerteleskope verkürzt, wobei zusätzlich an Lochblenden in der Fokalebene der Eintrittslinsen hohe Raumfrequenzen

---

<sup>6</sup>SBS: Stimulierte Brillouin-Streuung, vgl. z.B. [39]

<sup>7</sup>Model: *G-Mini-B100-GSI*, Firma *Geola Technologies*.

<sup>8</sup>Ein Raumfrequenzfilter besteht aus einem Keplerteleskop, bei dem sich in der Fokalebene der ersten Linse eine Lochblende befindet. Die Funktionsweise wird auf der folgenden Seite erläutert.

---

herausgefiltert werden. Hohe Raumfrequenzen entsprechen schnellen Modulationen der Intensität im transversalen Strahlprofil, so dass die Kombination des Keplerteleskops mit einer Blende geeigneten Durchmessers zur Glättung des Strahlprofils führt.

Der *OS1*-Puls wird im "double pass" *SV 32mm* auf ca. 8 J verstärkt und durchläuft dann zwei weitere Stabverstärker mit 45 mm und 64 mm Durchmesser, bevor er das Lasergebäude verlässt und über eine Spiegelstrecke in den Experimentbereich geführt wird. Die Ausgangsenergie beträgt bei 10 ns (FWHM) Pulsbreite 100 J. Der *OS2*-Puls durchläuft nach der Trennung denselben Verstärkerstab (*SV 45mm1*) dreimal, wobei die Strahlen unter einem kleinen Winkel zueinander stehen (*Nahfeld-Separation*). Die Ausgangsenergie bei der fundamentalen Wellenlänge  $\lambda = 1064\text{ nm}$  beträgt bis zu 8 J. Dieser Puls soll für *Thomson*-Streuexperimente an Plasmen eingesetzt werden, die mit dem *OS1*-Puls oder dem *Phelix*-Laser erzeugt werden können [37]. Deshalb wird die Frequenz des *OS2*-Pulses im Experimentbereich mit einem KDP-Kristall verdoppelt.



## 5 Aufbau und Charakterisierung der Experimente

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau von Experimenten, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden und deren Ergebnisse in Kapitel 6 benannt und diskutiert werden. Die ersten beiden Abschnitte geben einen Überblick der zwei Hauptexperimente:

- Die Messung des Energieverlustes von schweren Ionen in heißen und dichten Plasmen (Kap. 5.1), die durch direkte Bestrahlung eines Festkörpers mit intensivem Laserlicht erzeugt werden.
- Die Charakterisierung der thermischen Strahlung eines lasergeheizten, sphärischen Hohlraums (Kap. 5.2).

Alle Diagnostiken, mit denen Plasmaparameter wie etwa die Elektronendichte oder die Strahlungstemperatur des Hohlraums bestimmt werden konnten, sind in den folgenden Abschnitten (5.3 bis 5.6) in Bezug auf ihren Aufbau, die Funktionsweise und die Datenauswertung erläutert.

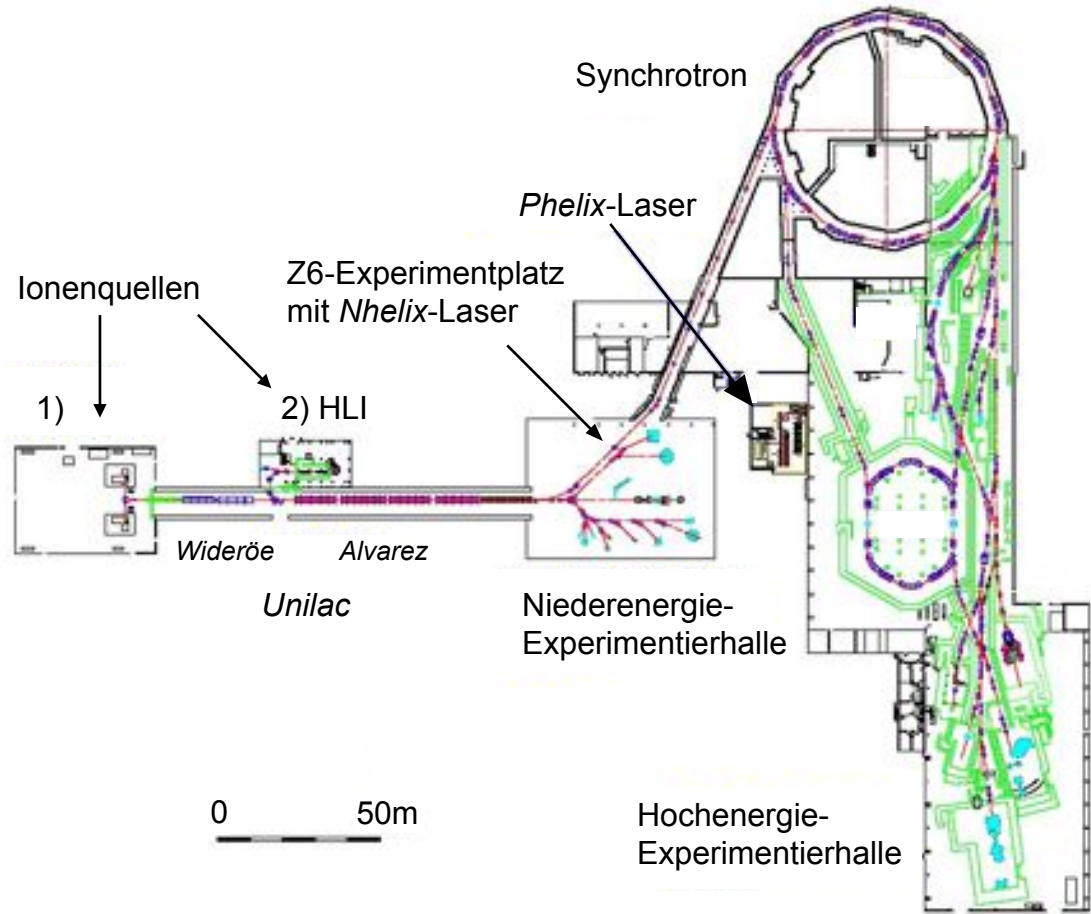
### 5.1 Energieverlustmessung mit direkt geheizten Targets

In diesem Kapitel werden nur die Teile des Experimentaufbaus geschildert, die für die Messung des Energieverlustes von schweren Ionen in lasererzeugten Plasmen relevant sind. Dazu zählen der GSI-Linearbeschleuniger *Unilac*, der Targetbereich in dem das Plasma erzeugt wird und die Wechselwirkung zwischen Projektilionen und Plasmateilchen stattfindet, sowie die Flugzeitstrecke, an deren Ende die Ionen mit einem Diamantdetektor gemessen werden. Der Aufbau des *Nhelix*-Lasers ist in Kapitel 4 beschrieben.

#### 5.1.1 Beschleuniger der GSI

Die Beschleunigeranlage der GSI bietet weltweit einzigartige Möglichkeiten für Experimente mit schweren Ionen bis hinauf zum Element Uran. Durch den modularen Aufbau mit verschiedenen Ionenquellen, dem Linearbeschleuniger, sowie einem Synchrotron mit nachfolgendem Speicherring können nahezu alle Elemente in einem weiten Parameterbereich zur Verfügung gestellt werden. Die Abbildung 5.1 gibt einen Überblick der wesentlichen Abschnitte: In den Quellen (**1** und **2**) werden freie Ionen erzeugt und vorbeschleunigt, bevor diese in den Wechselfeld-Linearbeschleuniger injiziert werden können. Dieser gliedert sich in zwei Abschnitte, die *Wideröe*- und die *Alvarez*-Beschleunigerstruktur, wobei letztere mit der dreifachen Beschleunigerfrequenz arbeitet.

Ionen mit niedrigem Ladungszustand aus dem Nord- bzw. Südinjektor (**1**) durchlaufen den ersten Beschleunigerabschnitt in einzelnen Pulsen (sog. Ionenpaketen), wobei entsprechend der Beschleunigerfrequenz von  $f_W = 36,136$  MHz der zeitliche Abstand zwischen zwei



**Abbildung 5.1:** Die Beschleunigeranlage der GSI lässt sich in einen Nieder- und einen Hochenergiebereich gliedern. Der Messplatz Z6, an dem der Energieverlust von Projektilionen des Beschleunigers in lasererzeugtem Plasma gemessen wird, befindet sich nach dem Linearbeschleuniger *UNILAC* (*universal linear accelerator*) in der Niederenergie-Experimentierhalle. Dort können Ionen nahezu aller Elemente bis hinauf zu Uran mit einer kinetischen Energie bis 20 AMeV bereitgestellt werden. Alternativ wird der Linearbeschleuniger als Injektor für das Synchrotron betrieben. Dieses beschleunigt Protonen auf eine Energie bis 4,5 GeV, für die schweren Ionen liegt die maximale kinetische Energie bei  $\approx 1\text{-}2$  AGeV.

benachbarten Ionenpaketen  $T_W = 1/f_W = 27,67$  ns beträgt. Anschließend verlieren diese Ionen in einem Gasstripper Elektronen, werden nach Ladungszuständen sortiert und in vier *Alvarez*-Strukturen in diskreten Schritten bis auf eine Energie von 11,4 AMeV beschleunigt. Dies entspricht der Injektionsenergie für das Synchrotron der GSI. Für Experimente in der Niederenergiehalle (vor dem Synchrotron) kann die kinetische Energie der Ionen noch in 15 Einzelresonatoren auf 20 AMeV erhöht, aber auch stufenlos verringert werden, so dass die Ionen dann nach dem *Unilac*-Beschleuniger mit einer scharf definierten kinetischen Energie zwischen 1,4 und 20 AMeV zur Verfügung stehen. Wenn Ionen aus den Quellen des Nord- bzw. Südinjektors (1) mit Ionen aus dem Hochladungsinjektor (2, *HLI*) zusammengeführt werden, kann zeitgleich an mehreren Experimentplätzen mit bis zu drei verschiedenen Elementen gearbeitet werden.

Der Hochladungsinjektor besteht aus einer Elektron-Zyklotronresonanz-Quelle (EZR) mit nachfolgendem Hochfrequenz-Quadrupolbeschleuniger (RFQ). Er ist in der Lage, hochge-

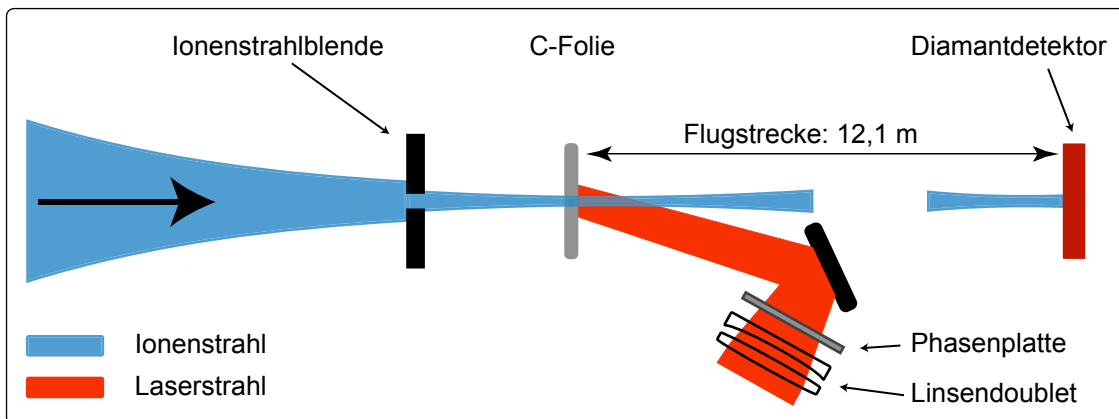


lade Ionen direkt in den *Alvarez*-Beschleuniger zu injizieren. Diese Ionenpakete (Mikropulse) haben einen zeitlichen Abstand, der durch die Frequenz der beschleunigenden Felder ( $f_{Alv} = 108,408$  MHz) in der *Alvarez*-Struktur gegeben ist und mit  $\Delta T = 1/f_{Alv} \approx 9,2$  ns nur einem Drittel des Zeitabstandes von Ionen aus den Quellen des Nord- bzw. Südinjektors entspricht.

Die Experimente der Arbeitsgruppe Plasmaphysik<sup>1</sup>, bei denen die Wechselwirkung zwischen Strahlionen des Beschleunigers mit lasererzeugtem Plasma untersucht wird, finden am Messplatz Z6 in der Niederenergie-Halle an der GSI statt (Abb. 5.1). Dort entspricht die Frequenz von  $f_{Alv} = 108,408$  MHz, mit der die einzelnen Mikropulse der HLI-Ionenquelle das Plasma durchdringen, der Abtastrate, mit der Information über das Bremsvermögen des Plasmas gewonnen werden kann. Der minimale Abstand zweier Datenpunkte von 9,2 ns liegt damit in der gleichen Größenordnung wie die typischen Zeiten, in denen sich Plasmamparameter wie Temperatur und Elektronendichte signifikant verändern. Es müssen daher unterschiedliche Experimente miteinander verglichen werden, um einen kontinuierlichen Verlauf des Bremsvermögens eines Plasmas in Abhängigkeit von den Plasmamparametern zu verschiedenen Zeiten zu erhalten. Daraus ergeben sich hohe Anforderungen bzgl. reproduzierbarer Experimentparameter und der zeitlichen Synchronisation von Ionen- und Laserpuls. Darauf wird in den folgenden Abschnitten und in Kap. 6.2 eingegangen.

### 5.1.2 Versuchsaufbau Z6

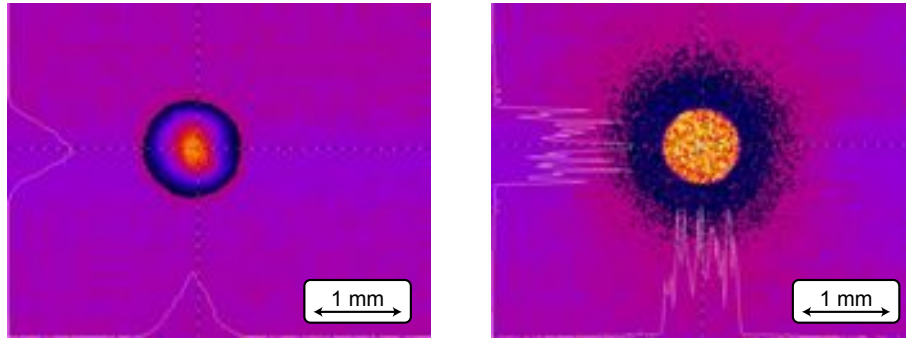
Die Abbildung 5.2 zeigt schematisch den Experimentaufbau, mit dem das Bremsvermögen von heißen und dichten Plasmen für schwere Ionen mit einer kinetischen Energie im Bereich



**Abbildung 5.2:** Der Laserstrahl wird mit einem Linsendoublet ( $f=350$  mm) entgegen der Ionenstrahlrichtung unter einem Winkel von  $\approx 8$  Grad auf das Target fokussiert. Bei den Experimenten wurde eine Phasenplatte eingesetzt, mit der aus einer gaussförmigen räumlichen Verteilung der Intensität über den Fokusedurchmesser eine ebene, im Mittel konstante Intensitätsverteilung mit einem Durchmesser von 1 mm erzeugt werden kann (vgl. Abb. 5.3).

weniger AMeV untersucht wird. Ein Quadrupolpaar fokussiert die Ionenpulse aus dem Linearbeschleuniger in der Mitte der Probenkammer, auf den Ort des Targets. Die Projektilionen geben kinetische Energie an die Teilchen der Probe ab und legen dann mit verminderter Geschwindigkeit eine Strecke von 12,1 m bis zu einem Diamantdetektor zurück,

<sup>1</sup>Strahlen- und Kernphysik / Astroteilchenphysik (Prof. D.H.H. Hoffmann) sowie Laser- und Plasmaphysik AG (Prof. M. Roth) der TU-Darmstadt.



**Abbildung 5.3:** Räumliche Verteilung der Energiedichte auf der Targetoberfläche, wenn der Laserstrahl ohne (links) und mit (rechts) Phasenplatte fokussiert wird.

der ihre Ankunftszeit mit hoher Zeitauflösung misst. Der Laser kann wahlweise entgegen der Ionenstrahlrichtung oder von der gleichen Seite auf das Folientarget fokussiert werden. Die in dieser Arbeit besprochenen experimentellen Ergebnisse beziehen sich auf die Geometrie, wie sie in Abb. 5.2 gezeigt ist. Im Unterschied zu den ersten Energieverlustexperimenten<sup>2</sup> wird der Laser heute mit einer Fokussieroptik langer Brennweite ( $f=350$  mm) und statt antiparallel, unter einem Winkel von  $\approx 8$  Grad zur Normalen der Targetoberfläche ( $\hat{=}$  Ionenflugrichtung:  $\vec{e}_x$ ) auf die Probe fokussiert. Die Fläche, auf der die Laserenergie durch direkte Laserlicht-Materie-Wechselwirkung die Bindungen der Kohlenstoffatome aufbricht und diese dann ionisiert, kann auf zwei qualitativ verschiedene Arten eingestellt werden:

Wenn ohne die Phasenplatte gearbeitet wird, kann der Fokusbereich auf der Targetoberfläche kontinuierlich vergrößert werden, indem der Abstand des Linsendoublets zum Target verringert<sup>3</sup> wird. Die Energiedichte [ $\text{J}/\text{cm}^2$ ] des Lasers zeigt räumlich einen glockenförmigen Verlauf, dessen Halbwertsbreite  $2r_L$  als Maß für den Bereich definiert sei, in dem der Laser ein Plasma erzeugt. Die Intensität in der Mitte  $I(r=0)$  ist dann während der Dauer des Laserpulses doppelt so groß wie am Rand des Fokusbereiches  $I(r_L)$ .

Alternativ kann eine Phasenplatte verwendet werden, um an vielen Stellen des Laserstrahlquerschnitts die Phase lokal zu verändern. Dies erzeugt eine räumlich unregelmäßige Intensitätsverteilung in der Fokalebene, deren Mittel über kleine Raumbereiche aber entlang des ganzen Durchmessers konstant ist. Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung der Energiedichte in der Fokalebene ohne (links) und mit Phasenplatte (rechts). Die mittlere räumliche Periode der Schwankung in der Energiedichte hängt von der konkreten Optik ab, ist aber über die Pulsdauer konstant, es trifft also immer den gleichen Ort mehr, bzw. weniger Energie. Für das Experiment sind konstante Plasmaparameter über den Querschnitt des Ionenstrahls deshalb so wichtig, weil der Diamantdetektor zwar zeitaufgelöst, nicht aber

<sup>2</sup>Damals betrug die Brennweite  $\approx 130$  mm, Ionenflug- und Laserpropagationsrichtung waren exakt parallel, so dass die Linse auf der Achse mit einer 5 mm Bohrung für den Ionenstrahl versehen war. Der Aufbau ist in [3], S. 31 beschrieben.

<sup>3</sup>Der Ort des kleinsten Fokusbereiches sollte hinter der Targetoberfläche liegen, damit das abströmende Plasma nicht lokal (auf der Achse) in einen Bereich höherer Energiedichte [ $\text{J}/\text{cm}^2$ ] des Lasers expandiert. Dies führte über den Schnitt senkrecht zur Propagationsrichtung des Lasers gesehen, am Ort des kleinsten Fokusbereiches zu einer verstärkt inhomogenen Verteilung der Plasmaparameter.

orts aufgelöst messen kann: Ionen, die das Plasma auf der Achse durchfliegen, können von Ionen, die dies am Rand tun, bezüglich ihrer Ankunftszeit nicht unterschieden werden. Bei welcher Intensitätsverteilung die Plasmaparameter über den Fokusbereich weniger stark schwanken, hängt somit wesentlich davon ab, wie schnell sich die anfänglichen Unterschiede bei Verwendung der Phasenplatte im Plasma ausgleichen.

Tatsächlich müssen für das Experiment räumlich homogene Parameter nur in dem Plasmavolumen herrschen, welches der Ionenstrahl durchdringt. Entlang der transversalen Richtungen (senkrecht zur Ionenstrahlachse) ließe sich diese Bedingung erfüllen, indem der Ionenstrahldurchmesser im Verhältnis zum Durchmesser des Laserfokus (nur beliebig) verkleinert würde. In der Praxis können die Ionen mit den Quadrupolmagneten nur bis auf einen Fleck mit wenigen Millimetern Durchmesser fokussiert werden. Deshalb wird der Ionenstrahl vor der Folie mit einer kreisförmigen Blende beschnitten (vgl. Abb. 5.2). Der minimal mögliche Durchmesser dieser Blende hängt damit von der Empfindlichkeit bzw. von dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Ionendetektors ab. Im Rahmen einer Diplomarbeit [29] wurde in Zusammenarbeit mit dem Detektorlabor der GSI ein Diamantdetektor entwickelt, der sich gegenüber einer früher verwendeten *multi channel plate* (MCP) bzw. *multi sphere plate* (MSP) durch verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis und hohe Empfindlichkeit auszeichnet. Deshalb konnte der Blendendurchmesser für den Ionenstrahl von ursprünglich  $\approx 0,7$  mm auf  $300 \mu\text{m}$  verringert werden. Ihn noch weiter zu verringern ist nicht sinnvoll, weil dann die Zahl der Ionen in einem Mikropuls soweit sinkt, dass die Ladung zwar noch von dem Diamantdetektor registriert werden kann, eine statistisch signifikante Bestimmung des Pulsschwerpunktes und damit der Ankunftszeit aber nicht mehr gewährleistet ist.

Der im Verhältnis zum Laser- verringerte Ionenstrahldurchmesser verlängert auch die Zeitdauer, während der noch von einer eindimensionalen Expansion des Plasmas ausgegangen werden kann [10]. Nur solange diese Bedingung erfüllt ist, befinden sich die gleiche Anzahl Plasmateilchen in der Sichtlinie der Ionen (konstante Liniendichte). Dieser Aspekt ist genauer in [3] und [2] beschrieben.

Der Abstand zwischen Ionenstrahlblende und Target wird von mehreren Faktoren bestimmt. Um den Ionenstrom bei gegebenem Blendendurchmesser zu maximieren, sollte die Blende so nah wie möglich an den Fokus des Ionenstrahls, d.h. an den Ort des Targets gestellt werden. Andererseits besteht dann die Gefahr, dass sich die Blende während der Messzeit verschließt. Bei typischen Experimenten, etwa mit einer Kohlenstoffolie von  $0,5 \mu\text{m}$  Dicke, fällt der Energieverlust innerhalb von  $\approx 100$  ns auf Null (vgl. Abb. 6.6, S.71). Zumindest über diese Zeit muss die Blende für den Ionenstrahl intakt bleiben. Wie sich in der Praxis gezeigt hat, können verschiedene Effekte dazu führen, dass während der Messzeit in der Blendenöffnung ein Plasma gezündet wird bzw. Materie der Blende in den Strahlengang gelangt. Dies verändert die Liniendichte entlang der Ionenachse und verfälscht so die Messdaten.

Von der Probe abströmendes Plasma erreicht die Blende innerhalb dieser Zeit nicht, wenn sie weiter als etwa 5 mm vom Target entfernt steht (typische Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas:  $\approx 50 \mu\text{m/ns}$ ). Wenn der Abstand zwischen Target und Ionenstrahlblende zu gering ist, besteht jedoch die Gefahr, dass thermische Strahlung des Kohlenstoffplasmas in der Ionenstrahlblende ein Plasma zündet. Für einen Abstand von einem Millimeter wurde dies experimentell beobachtet. Ebenso kann ein Anteil der Laserenergie die Targetfolie

durchdringen und an der Ionenstrahlblende Material abtragen. Hierbei sind zwei Effekte zu unterscheiden:

Wenn die Laserpulsdauer in Abhängigkeit von der Laserintensität und der Targetdicke zu lang ist, fällt die Elektronendichte noch während des Laserpulses unter die kritische Elektronendichte  $n_{e,c}(\lambda = 1 \mu\text{m}) \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  (vgl. Kap. 2.1). Dann wird zumindest ein Teil der Laserenergie nicht im Plasma absorbiert oder von diesem reflektiert. Experimente, bei denen das transmittierte Laserlicht zeitaufgelöst gemessen wurde, sind in Kapitel 6.2.1 dargelegt.

Andererseits konnte mit einem Kalorimeter<sup>4</sup> auch dann Energie des Laserpulses hinter der Folie gemessen werden, wenn diese so dick ist, dass die Elektronendichte während des Pulses nicht unterkritisch wird. Dieses Phänomen wird gegenwärtig noch untersucht. Möglicherweise zerstört der Laser die Folie, bevor sie über die ganze Fläche des etwa einen Millimeter großen Fokus in ein Plasma verwandelt wird. Durch so entstandene Mikrorisse könnte Laserstrahlung dringen, bevor sich die Risse wieder durch expandierendes Plasma schließen. Auch bei den Experimenten zum Energieverlust von Ionen in dünnen Folien zeigt sich, dass das Bremsvermögen zuerst abnimmt, wenn der Laser das Folientarget trifft, bevor es über das Festkörpersniveau ansteigt (vgl. Abb. 6.6, S.71). Dies läßt sich ebenfalls damit erklären, dass ein Teil der Ionen eines Mikropulses durch Risse in der Folie fliegt, keine Verzögerung erfährt und somit früher den Diamantdetektor erreicht als die Ionen, die durch die Wechselwirkung mit der Folie bzw. dem sich bildenden Plasma einen Energieverlust erfahren. Tatsächlich ist die zeitliche Halbwertsbreite der Ionenpulse in der frühen Phase der Plasmaentstehung vergrößert.

Da der Laser unter einem Winkel von 8 Grad zur Ionenstrahlachse auf das Target fokussiert wird, entfernt sich auch das transmittierte Licht unter diesem Winkel von der Achse. In den Experimenten betrug der Abstand der Blende zum Target 5 cm, so dass, falls Laserlicht das Target passiert, dieses nur noch die Blendenhalterung, aber nicht den 300  $\mu\text{m}$  großen Kanal für den Ionenstrahl treffen kann.

### 5.1.3 Messprinzip und Auswertung

Bevor die Ionen ( $m_i$ ) des Beschleunigers die Probe treffen, haben sie eine bekannte kinetische Energie  $\hat{E}$ . Während der Wechselwirkung gibt jedes Projektilion im Mittel den Energiebetrag  $\Delta E$  an die Teilchen der Probe ab und legt dann mit entsprechend vermindelter Geschwindigkeit

$$v = c \times \sqrt{1 - \left( \frac{m_i c^2}{m_i c^2 + \hat{E} - \Delta E} \right)^2} \quad (5.1)$$

die Strecke von  $L = 12,1 \text{ m}$  bis zu dem Diamantdetektor zurück (Abb. 5.2). Die Ankunftszeit eines jeden Ionenpaketes nach der Flugstrecke  $L$  verzögert sich um:

$$\Delta t = L \times \left( \frac{1}{v(\Delta E = 0)} - \frac{1}{v(\Delta E)} \right). \quad (5.2)$$

---

<sup>4</sup>Das Kalorimeter bietet keine Zeitauflösung, aber ein Interferenzfilter gewährleistet, dass nur Strahlung mit der Laserwellenlänge gemessen wird [43, 44].

Weil der Zeitpunkt, an dem ein Ionenpaket das Target durchdrungen hat, in Relation zu seiner Ankunftszeit am Diamantdetektor nicht bekannt ist, kann die Geschwindigkeit der Ionen nicht direkt aus der Flugstrecke berechnet werden. Bevor der Laser das Target zu heizen beginnt, sind  $\Delta E$  und  $\Delta t$  aber konstant und können mit den Energieverlusttabellen von Biersack und Ziegler [45] berechnet werden, weil die Flächenbelegung  $\sigma$  [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ] der Folie bekannt<sup>5</sup> ist. Ebenso ist  $\Delta E$  zu späten Zeiten gegeben, nachdem der Laser die Probe zerstört hat und sich keine Materie mehr in der Sichtlinie des Ionenstrahls befindet. Mit diesen Randbedingungen wird der absolute Energieverlust jedes einzelnen Ionenpulses aus der relativen Änderung von je zwei benachbarten Pulsen bestimmt. Eine detaillierte Darstellung der Auswertemethode mit graphischer Veranschaulichung findet sich in [2].

---

<sup>5</sup>In Kap. 6.2.2 wird beschrieben, wie die Flächenbelegung von Targets mit  $\alpha$ -Teilchen einer Americiumquelle bestimmt wurde. Sie lässt sich aber auch während des Experiments gewinnen, indem die Ankunftszeiten der Ionenpakete bevor und nachdem der Laser die Folie zerstört hat, verglichen werden.

### 5.2 Experimente mit Hohlraumtargets als Strahlungskonverter

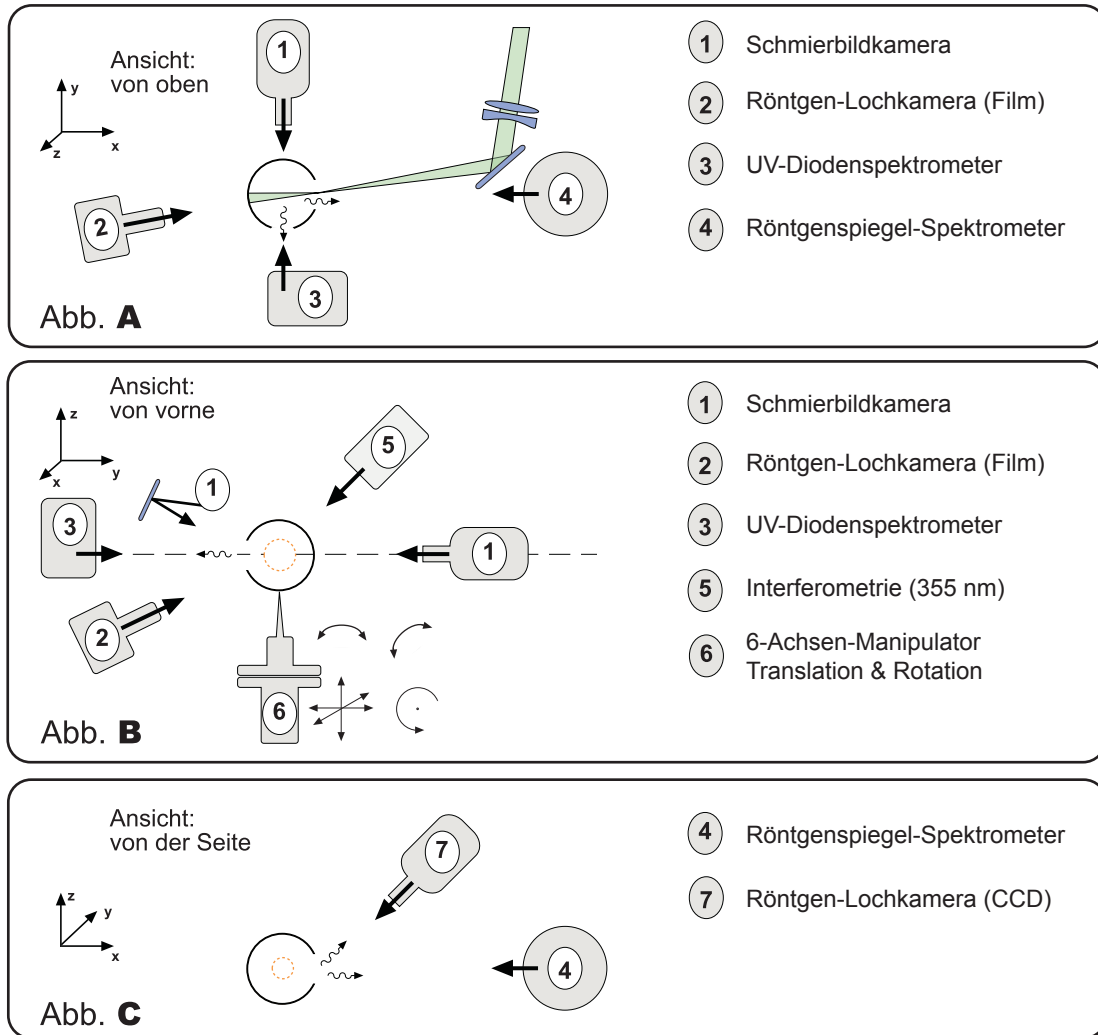
Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch eine Fülle von technischen Aspekten untersucht, die nicht nur im Zusammenhang mit der Herstellung und Handhabung von Hohlraumtargets stehen, sondern sich auch damit befassen, wie ein solch filigranes Objekt für das Experiment mit einer Genauigkeit besser als  $10\,\mu\text{m}$  relativ zu der Fokusslage des Lasers, der Ionenstrahlachse und relevanten Diagnostiken positioniert werden kann. So bestand das Ziel der Experimente mit lasergeheizten Hohlraumtargets nicht ausschließlich darin, Plasmadiagnostik zu entwickeln (vgl. Kap. 5.3 bis 5.6), zu testen und das thermische Strahlungsfeld zu charakterisieren, sondern auch darin, im konkreten Experiment mit einem Hohlraum als Target praktische Erfahrung in der Plasmaphysikgruppe der GSI zu sammeln.

#### 5.2.1 Experimentaufbau und Justage

Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick der verwendeten Diagnostiken und ihrer Anordnung in der Probenkammer, die bei den Experimenten mit einem Goldhohlraum als Target zum Einsatz kamen. Geräte, mit denen Plasmaparameter wie etwa die Elektronendichte oder die Strahlungstemperatur des Hohlraums bestimmt werden konnten, sind in den folgenden Kapiteln im Detail beschrieben. Hier konzentriert sich die Darstellung auf den Justageprozess, in dem die Hohlraumposition und die Lage des Laserfokus aufeinander abgeglichen werden. Ferner wird auf die verschiedenen Röntgen-Lochkameras eingegangen, mit denen v.a. die Position des Laserfokus bei einem Experiment mit voller Laserenergie kontrolliert und so zum Beispiel überwacht werden kann, ob der Laser den Hohlraum richtig getroffen hat.

Die Graphik in der Abbildung 5.4 fasst die wesentlichen Diagnostiken zusammen. Bis auf die kleinen Röntgen-Lochkameras (Nr. 2) können alle Geräte während der Justageprozedur an ihrem Ort verbleiben, so dass ihre Sichtlinie nur einmalig auf eine Referenzposition in der Mitte der Probenkammer ausgerichtet werden muss. Auch zwischen dem Umlenkspiegel für den Heizlaser und dem Hohlraum ist wegen der langen Brennweite der Fokussieroptik ( $f = 350\,\text{mm}$ ) noch ausreichend Platz, um die Kamera K1 (vgl. Abb. 5.5) mit ihrer Mikroskopoptik einsetzen zu können. Alle Kamerasysteme für die Justage (K1 bis K3) können mit einer 3-Achsen-Feinverstellung positioniert werden und sind mit einem Magnetfuß versehen, so dass sie reproduzierbar ein- und auszubauen sind. Die Genauigkeit ist dabei wenigstens so gut, dass sich das Objekt, wie etwa das  $160\,\mu\text{m}$  große Diagnostikloch des Hohlraums, noch innerhalb des Sichtbereichs der Kamera befindet. Die Vergrößerung wurde für die Kameras K1 und K2 so gewählt, dass der Hohlraum mit seinem Durchmesser von  $750\,\mu\text{m}$  den 1/2-Zoll-Sensor der Kamera etwa zur Hälfte ausfüllt. Dagegen ist das Kamerasystem K1 mit einem Objektivrevolver ausgestattet (siehe Abb. 5.5), so dass je nach Aufgabenstellung mit einem 4-fach-, 10-fach- oder 20-fach-Mikroskopobjektiv gearbeitet werden kann.

Die Referenzposition wird einmalig in der Mitte der Probenkammer festgelegt und ist durch die Position einer feinen Nadelspitze mit einer Genauigkeit  $< 5\,\mu\text{m}$  in jeder Ortskoordinate markiert. Auch diese Nadel kann mit einem Magnetfuß reproduzierbar auf dem Targetmanipulator positioniert werden, was sich mit den Kameras überprüfen lässt. Die Schrittmotoren des Manipulators erlauben es dann, mit dieser Spitze die errechneten

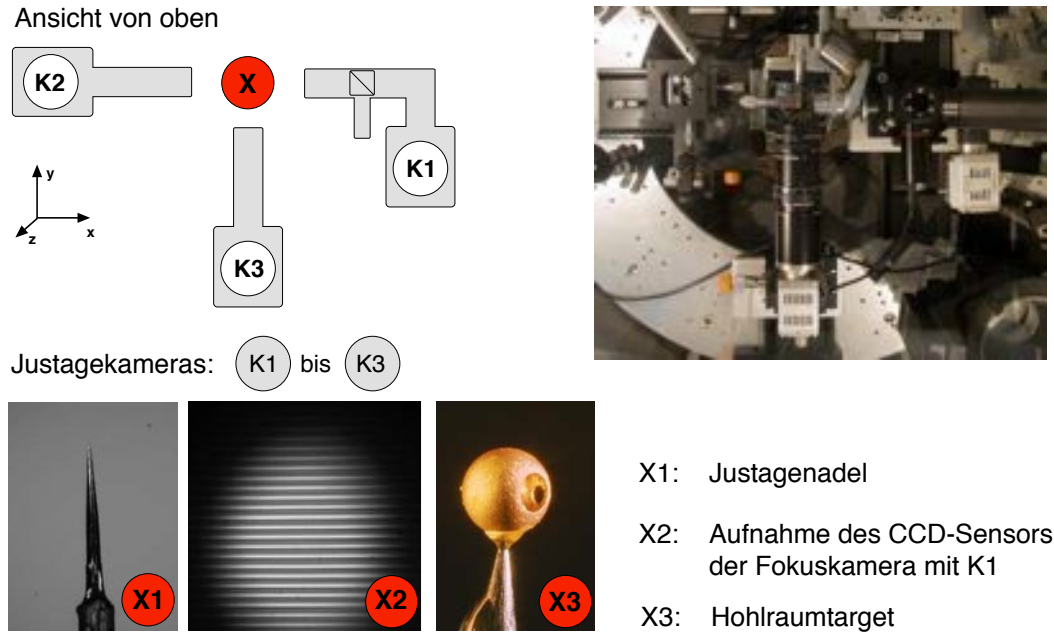


**Abbildung 5.4:** Aufbau für die Hohlraumexperimente: Gezeigt ist die Anordnung der verschiedenen Diagnostiken in der Probenkammer, mit denen Informationen über die Plasmaparameter gewonnen wurden.

**Abb.A** (Ansicht von oben): Der Laser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) wird unter einem Winkel von  $8^\circ$  zur Symmetrieachse der Probenkammer (x-Achse) auf das Lasereintrittsloch des Hohlraums fokussiert, so dass für das Röntgenspiegel-Spektrometer (4, vgl. Kap. 5.4 u. 6.3.4) freie Sicht auf das heiße Primärplasma besteht. Kleine Lochkamas (2), die mit Röntgenfilm oder sog. *image plates* [46,47] betrieben werden, können flexibel an verschiedenen Standorten eingesetzt werden. Die spektrale Strahlstärke wird bei verschiedenen Wellenlängen mit dem UV-Diodenspektrometer (3, vgl. Kap. 5.3 u. 6.3.2) zeitaufgelöst und in absoluten Einheiten gemessen. Daraus folgt der zeitliche Verlauf der Hohlraumtemperatur.

**Abb.B** (Ansicht von vorne): Die Schmierbildkamera (1, vgl. Kap. 5.5 u. 6.3) zeigt entgegen der y-Richtung auf das Target, ihr Mikroskopobjektiv bildet aber über einen Umlenkspiegel die Hohlraumseite mit der Diagnostiköffnung auf den Eintrittsspalt der Kamera ab. Dieser Spalt und damit die ortsauflösende Dimension der Kamera ist entlang der x-Achse orientiert, so dass gleichzeitig Diagnostik- und Lasereintrittsöffnung beobachtet werden können. Mit (5) ist die Richtung des Interferometrie-Laserstrahls gekennzeichnet (vgl. Kap. 5.6 u. 6.1). Mit dieser Diagnostik kann zu verschiedenen Zeiten die Elektronendichte im Plasma ortsauflöst gemessen werden. Das Target selbst wird mit einem 6-Achsen-Manipulator ausgerichtet, der eine Position reproduzierbar mit einer Genauigkeit von  $\approx 1 \mu\text{m}$  anfahren kann.

**Abb.C** (Ansicht von der Seite): Die Röntgen-Lochkamera (7) bildet das Lasereintrittsloch unter einem Winkel von  $45^\circ$  auf eine Röntgen-CCD-Kamera ab.



**Abbildung 5.5:** Die Justagekameras (K1 bis K3) werden dazu verwendet, eine Nadel (X1: Referenzposition), die Sensoroberfläche einer CCD-Kamera (X2: Fokusposition, Strahlprofil) und das Lasereintritts- bzw. Diagnostikloch des Hohlraumtargets (X3) zu positionieren.

Positionen von Lasereintritts- und Diagnostiköffnung des Hohlraums mit einer Genauigkeit von  $\approx 1 \mu\text{m}$  anzufahren und diese so für die Justagekameras K1, K2 und K3 zu markieren. Diese hohe Genauigkeit ist an sich nur erforderlich, um die Fokusposition des Lasers und die Eintrittsöffnung in den Hohlraum aufeinander abzugleichen. Dieses Vorgehen führt aber auch dazu, dass sich der Hohlraum in Bezug auf die Sichtlinie der Diagnostiken von Experiment zu Experiment an der gleichen Stelle befindet. Es ist zu beachten, dass sich die Kammer geringfügig verzieht, wenn die Luft abgepumpt wird, so dass sich der Laserfokus relativ zu seiner Lage unter Atmosphärendruck um  $68 \mu\text{m}$  verschiebt. Gemessen am Durchmesser der Lasereintrittsöffnung von  $330 \mu\text{m}$  kann diese Änderung nicht vernachlässigt werden. Da die Justage unter Atmosphärendruck stattfinden muss, wird die Änderung der Fokusposition einmalig mit einer speziellen Kamera, die auch im Vakuum betrieben werden kann, gemessen und als Differenz bei der Justage berücksichtigt. Mit dieser Kamera kann auch die räumliche Verteilung der Laserenergie  $F [\text{J}/\text{cm}^2]$  in der Fokalebene gemessen werden. Üblicherweise wird dazu eine zusätzliche Optik verwendet, welche die Fokalebene (vergrößert) auf den Sensor abbildet. Diese Abbildung verändert jedoch unter Umständen die Verteilung der Energie signifikant, so dass hier der Laser direkt auf die Sensoroberfläche fokussiert wurde. Die Ortsauflösung der Aufnahme ist dann direkt durch die Pixelgröße von  $(3,2 \mu\text{m})^2$  gegeben. Die Sensoroberfläche wird über die Schärfentiefe der Kamera K1 mit der Ebene der Lasereintrittsöffnung zur Deckung gebracht (Abb. 5.5 zeigt eine Aufnahme des CCD-Sensors). Bei maximaler Vergrößerung kann die x-Koordinate so auf  $\pm 50 \mu\text{m}$  genau eingestellt werden. In Anbetracht der langen Brennweite ist das hinreichend genau, da sich der Fokusbereich über diese Strecke nicht wesentlich ändert. Aus dieser Messung ergibt sich ein Fokusbereich von  $30 \mu\text{m}$  für den Heizlaser in der Ebene der Lasereintrittsöffnung. Dies stellt eine untere Abschätzung für den tatsächlichen



Fokusedurchmesser bei einem Experiment mit voller Laserenergie dar, weil die Strahlqualität und damit die Fokussierbarkeit u.a. durch thermische Effekte beim Pumpen der Verstärkerstäbe abnimmt.

Da für die Justage nur mit der Energie des Oszillators gearbeitet wird, stellt sich weiterhin die Frage, ob sich die Fokusposition durch thermische Effekte in der Ebene senkrecht zur Propagationsrichtung (transversal) ändert bzw. ob eine zusätzliche Linsenwirkung die Position des besten Fokus entlang der Propagationsrichtung während des Laserpulses verschiebt. Beide Aspekte wurden - wenn auch nicht zeitaufgelöst - für das *Nhelix*-Lasersystem bei der Grundharmonischen und einer Energie von  $\approx 60$  J untersucht. Die Messungen ergaben senkrecht zur Propagationsrichtung keine zusätzliche Verschiebung. In Propagationsrichtung dagegen ändert sich der Ort des kleinsten Fokus (gemittelt über die Pulsdauer) gegenüber der Position ohne intensitätsabhängige bzw. thermische Effekte. Auch dies wurde bei der Justage des Hohlraums berücksichtigt.

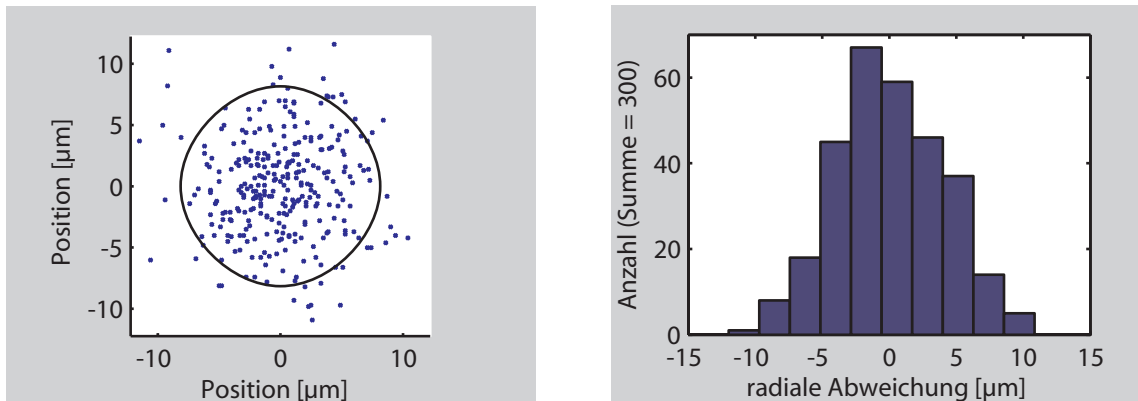
Ob die Lasereintrittsöffnung bei einem Experiment mittig getroffen wurde, kann gut mit der Röntgen-Lochkamera (Abb. 5.4, Nr. 7) überprüft werden. Sie wurde, zusammen mit den kleinen Röntgen-Lochkameras (Nr. 2), im Rahmen dieser Arbeit konzipiert, gefertigt und getestet. Diese Diagnostik ist modular aufgebaut: Als Detektor wird eine Röntgenkamera eingesetzt, deren Sensor ( $20 \times 20$  mm) mit einem Peltierelement gekühlt und die als Ganzes mit einem Vakuumventil von der Probenkammer abgeschottet werden kann. Im Unterschied zu Filmen, die in den kleinen Röntgenlochkameras (Abb. 5.4 Nr. 2) eingesetzt und nach jedem Experiment entwickelt werden müssen, verbleibt der CCD-Sensor immer am gleichen Ort. Die Aufnahmen unterschiedlicher Experimente sind somit hinsichtlich der Lage der Röntgenquelle vergleichbar. Mit einer typischen Vergrößerung um einen Faktor fünf und der Pixelgröße von  $(20 \mu\text{m})^2$  ist die Ortsauflösung, mit der die Fokusposition und der Durchmesser der Röntgenquelle gemessen werden können, in der Regel durch die Größe der Lichteintrittsöffnung (Lochblende:  $d \approx 10 \mu\text{m}$ ) gegeben. In der Probenkammer ist ein lichtdichtes Rohr variabler Länge so über einen Kreutztisch mit der Wand verbunden, dass die Mitte des Sensors, die Lochblende und die Röntgenquelle über die Feinverstellerschrauben des Kreuzzisches entlang einer Achse ausgerichtet werden können. Es besteht die Möglichkeit, verschiedene Filter und Lochblenden bzw. je nach gewählter Vergrößerung und Quellgröße auch Plättchen mit mehreren Öffnungen zu verwenden.

### 5.2.2 Anforderung an das Lasersystem

Wenn durch die eine Öffnung des Konverters der Laser eingekoppelt und die thermische Strahlung aus einer zweiten Öffnung für die Heizung des eigentlichen Targets verwandt wird, hängt die Konversionseffizienz in nützliche Strahlung empfindlich von dem Größenverhältnis dieser beiden Öffnungen ab (vgl. Kap. 6.3.3). Es ist daher zweckmäßig, die Fläche der Eintrittsöffnung für den Laser so klein wie möglich zu wählen, da alle thermische Energie, die den Hohlraum durch diese Öffnung verläßt, für die Heizung des Targets verloren geht. Dabei ist zu bedenken, dass der kleinstmögliche Durchmesser nicht nur davon abhängt, wie gut der Laser fokussiert werden kann und über welchen Bereich die Fokusposition von Experiment zu Experiment streut ("pointing"), sondern auch kritisch von der Laserpulsdauer und den Dimensionen des Hohlraums selbst abhängt [48]. Diese Parameter bestimmen, wann sich das Lasereintrittsloch bzw. der ganze Hohlraum mit Plasma füllt.

## 5. AUFBAU UND CHARAKTERISIERUNG DER EXPERIMENTE

In der Probenkammer wird der Laserstrahl mit einem Linsendoublet fokussiert und unmittelbar nach dieser Fokussieroptik über einen Spiegel auf den Hohlraum gelenkt (Abb. 5.4). Diese Anordnung hat den Vorteil, dass die Fokusposition mit dem Spiegel eingestellt werden kann, ohne die relative Lage von Fokussieroptik und Laserstrahl zu verändern. Der Umlenkspiegel dient dabei gleichzeitig als Schutz ("debris shield") für das Linsendoublet vor schnellen Plasmateilchen, die mit der Zeit<sup>6</sup> erheblichen Schaden an der Oberfläche von Optiken verursachen und die dielektrische Beschichtung zerstören (typische Teilchengeschwindigkeit:  $\approx 50$  km/s). Ein Nachteil dieser Fokusgeometrie besteht darin, dass die Brennweite des Linsendoublets im Verhältnis zum Durchmesser des Laserstrahls ( $D \approx 50$  mm) mit  $f_{BFD} = 350$  mm relativ lang gewählt werden musste, damit die Zerstörschwelle der Spiegelbeschichtung nicht überschritten wird. Die theoretische untere Grenze für den Fokusbereich wächst proportional zu  $f/D$  (f-Zahl), weshalb eine kurze Brennweite von Vorteil wäre. In der Praxis ist der Fokusbereich des *Nhelix*-Lasers jedoch primär durch die Intensitätsverteilung des Strahls und seine Wellenfrontfehler bestimmt. Andererseits konnte das Linsendoublet wegen der langen Brennweite mit ausschließlich sphärisch gekrümmten Oberflächen gefertigt werden, ohne zusätzliche Wellenfrontfehler in Kauf nehmen zu müssen. Die Fokussieroptik wurde mit dem Strahlpropagationsprogramm *Zemax*<sup>7</sup> entwickelt und jeweils für eine Wellenlänge von 1064 nm und von 532 nm im Hinblick auf einen minimalen Fokusbereich optimiert.



**Abbildung 5.6:** Die Stabilität der Strahlage des *Nhelix* Lasers, gemessen im Fernfeld über 300 Pulse. In der Darstellung über den kartesischen Koordinaten ist ein Kreis mit Radius der zweifachen Standardabweichung eingezeichnet.

Mit diesem Aufbau wurde die Stabilität der Fokuslage über viele Pulse bestimmt: Für die Aufnahme vieler Bilder in einem automatisierten Modus steht nur eine Kamera zur Verfügung, deren Pixel eine Größe von  $13,5 \mu\text{m}$  haben. Damit kann die Verteilung der Intensität im Fokus nicht aufgelöst werden. Auch die Schwankung des Schwerpunktes der Verteilung von Puls zu Puls in der Bildebene sollte im Bereich weniger  $10 \mu\text{m}$  liegen.

<sup>6</sup>Der Spiegel wurde im Schnitt nach 30 Experimenten ausgetauscht. Plasmadebris stellt ein ernst zu nehmendes technisches Problem dar, wenn mit Goldhohlräumen als Target gearbeitet wird. Insbesondere für zukünftige Systeme, die mit hoher Repetitionsrate arbeiten, sollte so wenig Material wie möglich verwendet, die Hohlraumwand also nicht dicker als nötig gefertigt werden.

<sup>7</sup>*Zemax*: Ein Programm, das ursprünglich auf der Basis von Strahlenoptik entwickelt wurde, um optische Systeme zu konzipieren und hinsichtlich ihrer Abbildungseigenschaften zu optimieren. Heute können damit z.B. auch Beugungseffekte bei der Propagation eines Laserstrahls untersucht werden.

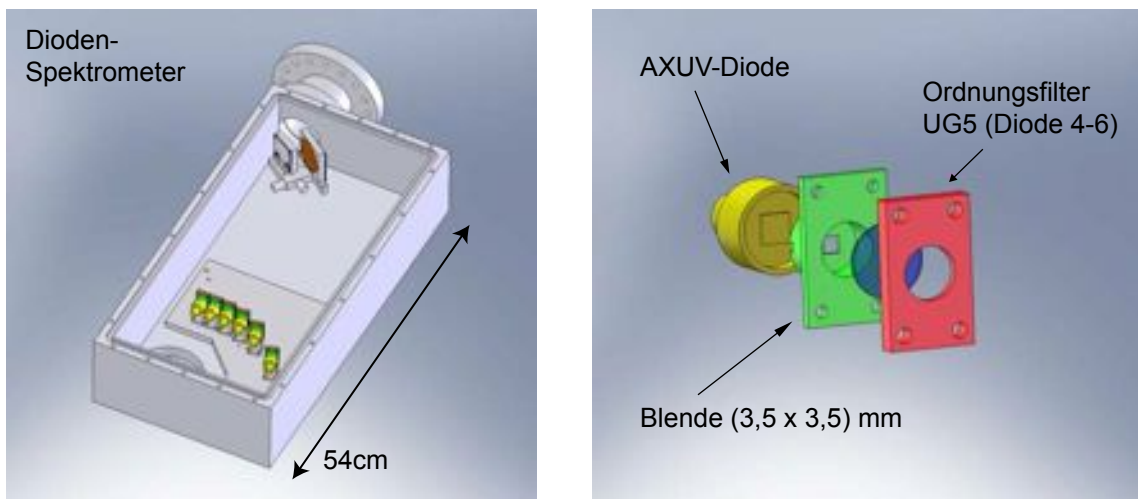
Deshalb bildet ein Mikroskopobjektiv die Fokusebene vergrößert auf den Kamerasensor ab, wobei sich die tatsächliche Vergrößerung des abbildenden Systems über ein Eichtarget bestimmen läßt. In Abb. 5.6 ist die Lage der Fokuspositionen um den Schwerpunkt der Verteilung für 300 Pulse gezeigt. Aus der einfachen Sigmaumgebung von  $\sigma = 4,1 \mu\text{m}$  läßt sich die Halbwertsbreite mit  $\sqrt{8 \ln(2)} \sigma$  zu  $\approx 10 \mu\text{m}$  berechnen. Für die minimale Größe des Lasereintrittslochs spielt die Schwankung der Fokusposition von Puls zu Puls daher keine Rolle, weil die Abweichung klein gegenüber dem Fokusbereich ist.

### 5.3 UV-Diodenspektrometer mit hoher Zeitauflösung

Das UV-Diodenspektrometer ist mit dem Ziel entwickelt worden, eine Diagnostik zur Verfügung zu stellen, mit der die thermische Strahlung eines lasergeheizten Hohlraums zeitaufgelöst gemessen werden kann.

Wenn diese spektrale Strahlstärke den Verlauf einer Planckkurve zeigt, kann eine Temperatur definiert und aus der Messung bestimmt werden. Daher ist der generelle Verlauf der Strahlstärke über einen Wellenlängenbereich von Interesse, der durch die Halbwertsbreite einer Planckkurve bei dieser Temperatur gegeben ist. Im Unterschied etwa zur Atom-spektroskopie ist die Wellenlängenauflösung  $\lambda/\Delta\lambda$  von geringer Bedeutung, wohingegen ein großer messbarer Wellenlängenbereich (Bandbreite) und im speziellen Fall der laser-geheizten Hohlräume auch eine hohe Zeitauflösung der Messung unerlässlich ist.

In der Praxis ist die Anforderung, dass die offene im Verhältnis zur geschlossenen Oberfläche eines Hohlraums klein sei, dann schlecht erfüllt, wenn die Hohlraumtemperatur vermittels Strahlungskühlung durch die Öffnungen schnell abnimmt. Für eine Abschätzung der Zeitdauer, nach der ein Photon im Mittel auf eine der Öffnungen trifft, kann die Photonenumlaufzeit von ( $\approx 2,5$  ps) auf das Verhältnis von offener zu geschlossener Oberfläche (6,4%) bezogen werden. Dies ergibt für die sphärischen Hohlräume<sup>8</sup>, wie sie in den Experimenten verwendet wurden, eine Zeit von 40 ps. Tatsächlich zeigen die experimentellen Daten, dass die Strahlungstemperatur des Hohlraums im Wesentlichen dem zeitlichen Verlauf des Laserpulses folgt. Wichtigstes Kriterium für die Konzeption dieses UV-Diodenspektrometers war daher eine hohe Zeitauflösung.



**Abbildung 5.7:** UV-Diodenspektrometer und eine Explosionszeichnung der Diodenhalterung mit AXUV-Diode und rechteckiger Blende. Zu sehen ist auch der Ordnungsfiler (UG5-Glas), der nur bei den Dioden 4 bis 6 eingesetzt wurde (CAD: D. Schumacher).

Unter der Voraussetzung, dass sich im Hohlraumplasma ein lokales thermisches Gleichgewicht ausbildet, so dass überhaupt von einer Strahlungstemperatur gesprochen werden kann, gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten, diese experimentell zu bestimmen:

<sup>8</sup>Sie haben einen Durchmesser von  $750 \mu\text{m}$ , ein Lasereintrittsloch  $330 \mu\text{m}$  und eine Diagnostiköffnung von  $160 \mu\text{m}$ .

Die spektrale Strahlstärke eines schwarzen Körpers zeigt die charakteristische Form der Planckkurve. Wenn es experimentell gelingt, die Strahlstärke spektral aufgelöst über einen Wellenlängenbereich zu messen, in dem die Steigung groß ist<sup>9</sup>, kann allein aus der Form der Kurve ohne Kenntnis der absoluten Amplitudenwerte die Temperatur bestimmt werden. Auch für diese Messung muss die spektrale Apparaturtransmission und die Detektorempfindlichkeit bekannt sein.

Andererseits ist die Temperatur eines Planckstrahlers auch dann bestimmt, wenn die spektrale Strahlstärke bei nur einer Wellenlänge in absoluten Einheiten gemessen werden kann. Dies ist mit dem UV-Diodenspektrometer möglich, weil die Quanteneffizienz des Gesamtsystems bestimmt wurde. In diesem Kapitel wird der Aufbau des Systems beschrieben, sowie das Konzept der Absolutkalibration mit einer Deuterium-Lampe dargelegt, deren Strahlstärke in absoluten Einheiten bekannt ist.

#### 5.3.1 Konzeption des Spektrometers

Das Konzept dieses Spektrometers wurde im Hinblick auf die spezielle Anforderung entwickelt, einen thermischen Strahler zu charakterisieren, dessen Temperatur sich auf einer Zeitskala von Nanosekunden verändert. Mit Ausnahme einer Schmierbildkamera (vgl. Kap. 5.5), eignen sich daher ausschließlich schnelle Dioden mit Ausleseelektronik hoher Bandbreite als Detektoren. Die Zahl der Datenpunkte ist dann - bei gegebener Dispersion des Gitters und Fokusgeometrie - durch die Baugröße der einzelnen Dioden begrenzt, in der Praxis allerdings auch durch die Anzahl vorhandener Oszilloskopkanäle mit einer Bandbreite größer einem Giga-Hertz.

Für diesen Aufbau wurden Standarddioden verwendet, die in einem geschirmten Gehäuse mit BNC-Anschluss geliefert werden. Der Vorteil der einfachen Adaption der Ausleseelektronik an den Detektor und der vergleichsweise guten elektrischen Isolation gegenüber einem selbst gefertigten Diodenarray wird mit dem Nachteil der hohen Baugröße erkauft. Obwohl die Dioden mit kleinstmöglichem Abstand in der Bildebene angeordnet sind (Abb. 5.7), beträgt der Wellenlängenabstand zweier benachbarter Dioden 40 nm, wobei jeder Detektor über etwa 6 nm mittelt (Tabelle 5.1).

Das Spektrometergehäuse (Außenmaße:  $54 \times 27 \times 14$  cm) wird an der Targetkammer mit einem Standard-Vakuumflansch befestigt, in dem auch der Eintrittsspalt des Spektrometers sitzt. Aus Platzgründen wurde auf einen Spalt variabler Größe mit Vakuumdurchführung für die Einstellschraube verzichtet, um den Abstand des Spektrometers zur Quelle so gering wie möglich zu halten. Stattdessen können kommerziell erhältliche Spalte mit festen Breiten (ab  $50 \mu\text{m}$ ) verwendet werden. Als dispersives Element wird ein ebenes Strichliniengitter mit einer Periode von 1200 Linien pro Millimeter verwendet, das mit Aluminium ohne zusätzlicher  $\text{MgF}_2$ -Schutzschicht bedampft ist und eine *Blaze*-Wellenlänge von 150 nm besitzt. Nach der Wellenlängenaufspaltung fokussiert ein sphärischer Aluminiumspiegel mit 500 mm Krümmungsradius das Licht (Abb. 5.7 bzw. 5.8). Diese einfache Abbildungsgeometrie ist ausreichend, weil die Detektoren der gekrümmten Bildebene folgen können und die Anforderung hinsichtlich der Wellenlängenauflösung gering ist. Der gesamte optische Aufbau wurde mit dem Strahlpropagationsprogramm<sup>10</sup> *Zemax* optimiert, mit dem sich auch der Wellenlängenbereich berechnen läßt, über den jede Diode integriert. Reines Aluminium reflektiert Strahlung bis in den tiefen VUV-Bereich, wobei für diese Anwendung nur Wellenlängen bis hinab zu 116 nm von Interesse sind, weil dies die niedrigste

---

<sup>9</sup>Um das Maximum herum, bzw. auf der kurzwelligen Seite der Verteilung.

<sup>10</sup>Vergleiche Fußnote auf Seite 36.

Wellenlänge ist, für die die Deuteriumlampe noch kalibriert ist. Unterhalb dieser Wellenlänge transmittiert das Magnesiumfluorid-Austrittsfenster der Lampe keine Strahlung mehr und wirkt somit wie ein Ordnungsfiler. Entsprechend wurden auch nur jene Dioden mit einem zusätzlichen Ordnungsfiler (UG5-Glas) versehen, die im Wellenlängenbereich oberhalb von 200 nm messen, um die zweite Ordnung der Strahlung bei 120, 140 und 160 nm zu unterdrücken. Zusätzlich kann hinter dem Eintrittsspalt des Spektrometers ein  $\text{MgF}_2$ -Fenster eingebracht werden, das Strahlung mit Wellenlängen kleiner 120 nm absorbiert, die das Hohlraumplasma bei einem Experiment emittiert. Dieses Fenster dient auch als Schutz für das Gitter vor schnellen Plasmateilchen ("plasma debris") und kann nach jedem Experiment verschoben werden, um gleichbleibende Transmission zu gewährleisten. In der Praxis dient aber auch die Oxidschicht auf den mit Aluminium bedampften Oberflächen der optischen Komponenten als Ordnungsfiler, weil die Reflektivität ab  $\approx 130$  nm stark abnimmt. Dieses Verhalten wurde im Experiment mit der absolut kalibrierten Deuteriumlampe bestätigt.

### Zeitauflösung

Die Zeitauflösung des Spektrometers ist durch die begrenzte Anstiegszeit der Dioden gegeben und ist besser als eine Nanosekunde, wenn mit einer elektrischen Vorspannung gearbeitet wird. Im Experiment wurde daher an den p-n-Übergang eine Spannung von 150 Volt angelegt, um die Driftgeschwindigkeit der Elektronen zu erhöhen. Das Signal wird von dem konstanten Hochspannungsanteil mit einer Frequenzweiche ("Bias Tee") separiert, die mit einer Anstiegszeit von  $\approx 45$  ps (Bandbreite 10 GHz) spezifiziert ist<sup>11</sup>. Die verwendeten Oszilloskope verfügen über eine analoge Bandbreite von 1 GHz bei einer Abtastrate von 5 GHz pro Kanal.

In der Praxis wurde das System exemplarisch mit einem kurzen Laserpuls (0,5 ns FWHM) getestet, wobei keine Veränderung der Signalforn gegenüber der Messung mit einer konventionellen Photodiode mit 175 ps Anstiegszeit festgestellt werden konnte.

### Wellenlängenkalibration und spektrale Auflösung

Das Spektrometer wird nach Wellenlängen mit einer Quecksilber-Argon-Lampe kalibriert, die am Ort des Targets steht und Spektrallinien bekannter Wellenlänge emittiert [49], wobei eine Blende zusätzlich die Quellgröße begrenzt. Aus der Simulation des optischen Aufbaus ist die relative Lage der einzelnen Wellenlängen in der Fokalebene bekannt. Daher konnte der Winkel des Gitters solange verändert werden, bis die dominante Linie der HgAr-Lampe bei 257 nm von einer Diode an bekannter Position gemessen wurde. Der empfindliche Bereich der AXUV-Dioden ist kreisförmig mit einem Durchmesser von 5 mm. Weil die Randbereiche eine verminderte Empfindlichkeit zeigen und die Kreisform den Fehler bei der Berechnung des Wellenlängenbereichs, über den jede Diode integriert, vergrößert, wurden die Dioden mit einer rechteckigen Blende von  $(3,5 \times 3,5)$  mm versehen (Abb. 5.7).

Die Wellenlängenauflösung des Gesamtsystems  $\lambda/\Delta\lambda$  ist durch die Detektorgröße bestimmt. Dagegen ist der Einfluss der sphärischen Aberrationen durch die Fokussierung mit dem Hohlspiegel gering. So zeigt die Rechnung mit dem Strahlpropagationsprogramm *Zemax* bei fester Wellenlänge eine Fokusgröße von etwa  $200\ \mu\text{m}$ . Da jede Diode über einen

---

<sup>11</sup>High Voltage Bias Tee, Model 5532, *Picosecond Pulse Labs, Boulder, USA*.

Bereich von 3,5 mm (entspricht  $\approx 6$  nm) integriert, ist dies nur insofern relevant, als dass die Integrationsgrenzen unscharf werden.

### 5.3.2 Experimenteller Aufbau

In der Abbildung 5.8 ist der experimentelle Aufbau des Experiments mit einem Hohlraumtarget schematisch gezeigt. Für die Kalibration befindet sich als Quelle die Deuteriumlampe an der Stelle des Hohlraums. Die Brennkammer der Lampe ist auf der Austrittsseite des Lichts mit einer 1 mm durchmessenden Blende versehen, die die Quellgröße und Raumposition der Lampe definiert. Diese Blende muss sich für die Kalibration am gleichen Ort befinden wie die Diagnostiköffnung des Hohlraums beim Experiment. Dann deckt der Detektor in beiden Situationen den gleichen Raumwinkel ab und dieser muss bei der quantitativen Auswertung der Experimentdaten nicht berücksichtigt werden (vgl. Glg. 5.4). Mit einem Justagefernrohr, dessen Sichtlinie mit der Ionenstrahlachse ( $\vec{e}_x$ -Richtung) übereinstimmt, kann die Position der Deuteriumlampe in der  $(\vec{e}_y, \vec{e}_z)$ -Ebene in Relation zur Position der Hohlraumöffnung mit einer Genauigkeit von 0,5 mm bestimmt werden. Die Lage entlang der  $\vec{e}_x$ -Richtung legt ein Laserstrahl fest, der auf die Position des Diagnostiklochs fokussiert und auf den Spektrometerspalt ausgerichtet wurde.

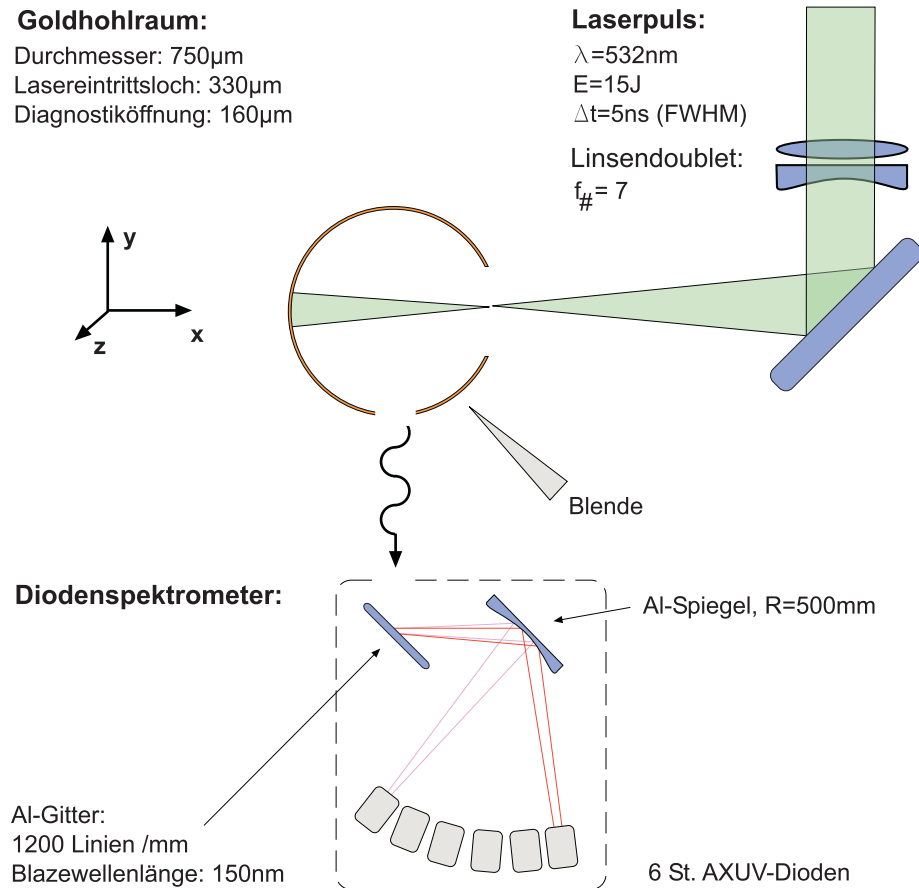
Dabei ist eine genaue Ausrichtung in der Horizontalen ( $\vec{e}_x$ -Richtung) wichtig, da Licht im Spektrometer entlang dieser Richtung nach Wellenlängen aufgespalten wird und die Lage einer spezifischen Wellenlänge in der Bildebene (am Ort des Detektors) von der Position der Quelle abhängt. Insbesondere für die ersten beiden Dioden des Spektrometers bei 120 nm und 150 nm Zentralwellenlänge macht sich eine fehlerhafte Wellenlängenkalibration bemerkbar, weil das Spektrum der Deuteriumlampe bis zum Übergang in den quasikontinuierlichen Bereich bei 170 nm starke Amplitudenschwankungen zeigt (siehe Abb. 5.11).

Der Strahlengang von dem  $\text{MgF}_2$ -Fenster der Deuteriumlampe bis zu den Detektoren muss evakuiert werden, weil sonst die UV-Strahlung in Sauerstoff absorbiert wird. Andererseits muss sich der Lampenkörper an Luft befinden, damit er kühlen kann und sich bei vorgegebener Anodenspannung nach der Aufwärmzeit die gleiche, konstante Brenntemperatur einstellt, wie dies auch bei der Kalibration der Lampe der Fall war. Abbildung 5.9 zeigt den notwendigen Versuchsaufbau: Das (hier nicht sichtbare) Spektrometer auf der Außenseite der Probenkammer ist mit einem Strahlrohr auf der Innenseite und einem 3-Achsen-Manipulator mit der Deuteriumlampe verbunden. Die Position der Deuteriumlampe kann so unter Vakuumbedingungen in den drei Raumrichtungen mit Mikrometerschrauben eingestellt werden, wobei das Austrittsfenster der Lampe den Vakuumabschluss darstellt. Die Strahlrohre wurden innen mit schwarz eloxierter Aluminiumfolie verkleidet und der Strahlenweg mit einer Blende beschränkt, um Streulicht durch Reflexionen an der Rohrrinnenseite zu vermeiden. Ohne diese Schirmung gelangt Strahlungsenergie auf die Detektorfläche, die ursprünglich nicht in den betrachteten Raumwinkel abgegeben wurde.

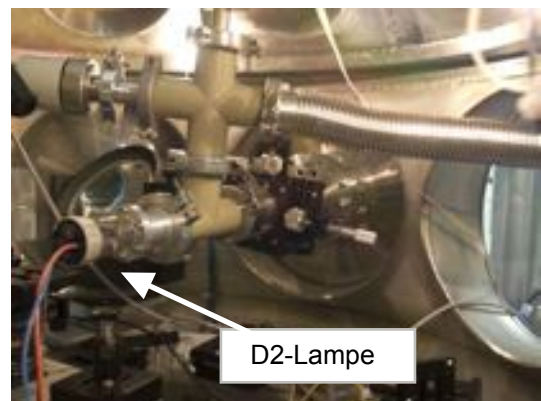
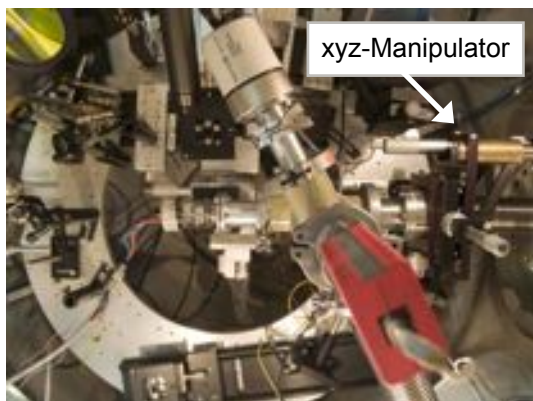
### 5.3.3 Absolutkalibration mit einer Deuteriumlampe

Mit einer Quelle, deren spektrale Strahlstärke in absoluten Einheiten bekannt ist und die ein quasikontinuierliches Spektrum über den interessanten Wellenlängenbereich besitzt, kann die Ansprechfunktion eines Spektrometers bestimmt werden. Im folgenden Abschnitt wird auf die Eigenschaften der verwendeten Quelle und die Besonderheiten hinsichtlich des experimentellen Aufbaus für die Kalibration, sowie auf die Methode zur Auswertung der experimentellen Daten eingegangen.

## 5. AUFBAU UND CHARAKTERISIERUNG DER EXPERIMENTE



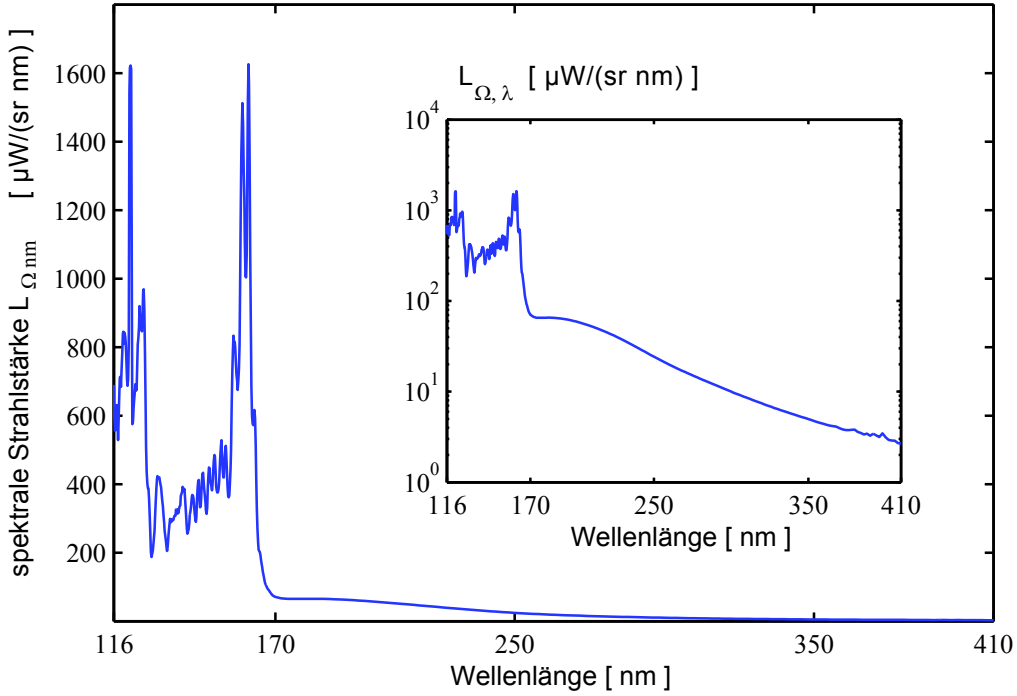
**Abbildung 5.8:** Schematischer Aufbau für die Messung der Hohlraum-Strahlungstemperatur mit dem Diodenspektrometer. Die direkte Sicht auf das Lasereintrittsloch wird im Experiment mit einer Blende abgeschirmt.



**Abbildung 5.9:** Die Deuteriumlampe befindet sich für die Kalibration in der Kammer am Ort des Targets und ist über ein Vakuumsystem mit dem Spektrometer (außerhalb der Kammer) verbunden. Nur wenn der Lampenkörper an Luft kühlen kann, stellt sich die richtige Brenntemperatur ein. Auf den Bildern ist auch der 3-Achsen-Manipulator zu sehen, über den die Position der Lampe unter Vakuumbedingungen eingestellt wird.



Für die Kalibration wurde als Quelle eine Deuteriumlampe<sup>12</sup> verwendet, die bei der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt gegen die als Primärnormal dienende Synchrotronstrahlung des Elektronenspeicherrings BESSY II kalibriert<sup>13</sup> wurde. Abbildung 5.10 zeigt den Verlauf der spektralen Strahlstärke für den Wellenlängenbereich von 116 nm bis 410 nm.



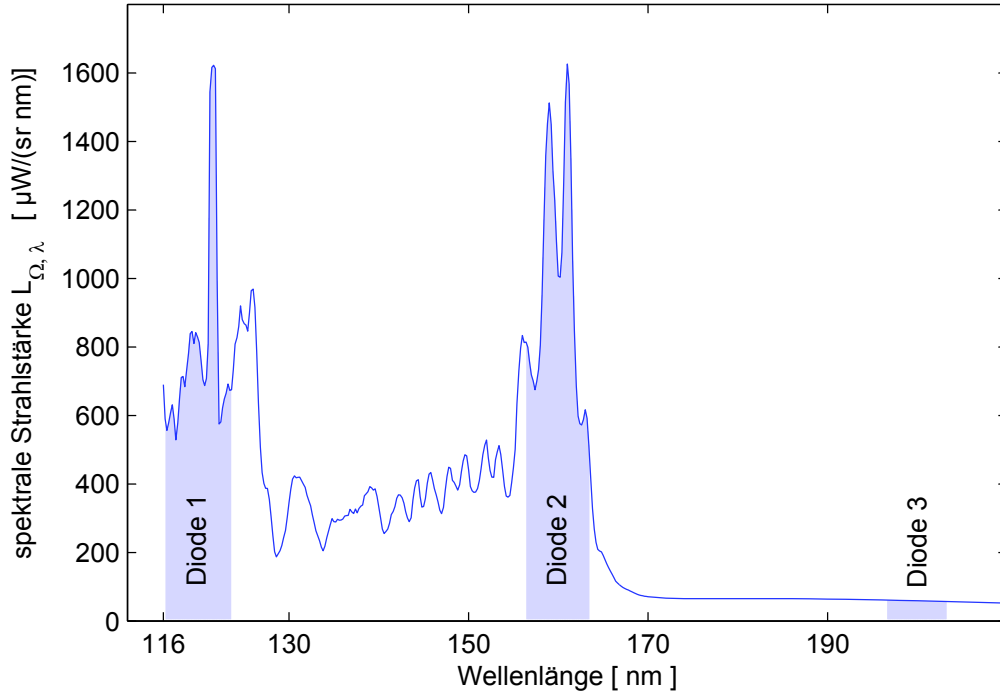
**Abbildung 5.10:** Gezeigt ist die spektrale Strahlstärke der Deuteriumlampe im Wellenlängenbereich, für den diese Lampe bei der PTB absolut kalibriert wurde. Deutlich ist der Übergang in den quasikontinuierlichen Bereich bei etwa 170 nm zu sehen.

Die Kalibration sollte bei vergleichbarem Druck erfolgen, wie er auch während des Experiments herrscht; in der Praxis wurde bei Drücken im Bereich von  $p = 10^{-6}$  mbar gearbeitet. Wenn der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient  $\alpha_{p_0}(\lambda)$  bekannt ist, läßt sich die Lichtabsorption in Gasen gemäß  $I(d) = I_0 \times \exp(-\alpha_{p_0} \frac{p}{p_0} d)$  beschreiben. Hier ist  $p_0$  der Druck, bei dem der Absorptionskoeffizient gemessen wurde, und  $d$  bezeichnet die Absorptionslänge. So folgt mit  $\alpha(160 \text{ nm}) = 100 \text{ cm}^{-1}$  [50] für Sauerstoff<sup>14</sup> und einem Druck von  $10^{-5}$  mbar ein Abfall auf den  $1/e$ -Wert nach 10 km. Diese Strecke ist groß im Vergleich zum Abstand des Targets zu den Detektoren von  $\approx 1$  m, so dass der Einfluss eines Druckunterschiedes zwischen Kalibration und Messung vernachlässigt werden kann, da bei Drücken kleiner  $10^{-5}$  mbar gearbeitet wurde.

<sup>12</sup>Typ V0282 der Firma Cathodeon Lt., UK.

<sup>13</sup>Kalibrierschein PTB-06 5402 vom 28.07.2006.

<sup>14</sup>Für Stickstoff ist der Absorptionsquerschnitt bei Wellenlängen größer  $\approx 100$  nm wesentlich kleiner (mind. Faktor  $10^3$ ) als für Sauerstoff [50].



**Abbildung 5.11:** Die spektrale Strahlstärke im Wellenlängenbereich von 116 nm bis 210 nm, wobei die Wellenlängenbereiche farblich markiert sind, über die die einzelnen Detektoren bei der Messung mitteln.

Obschon die Lampe im Vakuum nur bei Drücken von wenigen  $10^{-6}$  mbar betrieben wurde, bildet sich über einen Zeitraum von mehreren Stunden auf dem  $\text{MgF}_2$ -Austrittsfenster ein dünner Oberflächenfilm aus Kohlenwasserstoffen, in dem Strahlung signifikant und abhängig von der Wellenlänge absorbiert wird. Wenn sich das Austrittsfenster in Vakuum befindet, können sich die durch die energiereiche UV-Strahlung im Restgas erzeugten Zerfallsprodukte als absorbierende Oberflächenschicht ablagern, wohingegen der Betrieb an Luft die Dicke dieser Schicht wieder vermindert (Ozon-Reinigung). Die Rate, mit der die Strahlleistung im UV-Bereich durch Ablagerung der Kohlenwasserstoffe am Austrittsfenster abnimmt, kann um etwa eine Größenordnung vermindert werden<sup>15</sup>, wenn unmittelbar vor dem Fenster eine Kühlfalle angebracht wird. Dies kann eine einfache Blende sein, die mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Vor jeder Kalibration sollte das Austrittsfenster deshalb gründlich gereinigt werden, zumal dann, wenn die Lampe längere Zeit in Vakuum betrieben wurde. Entsprechend den Bedingungen bei der Kalibration der Lampe an der PTB wurde auch an der GSI das Fenster unmittelbar vor der Messung mit einer Paste aus Aluminiumoxid und deionisiertem Wasser poliert, wobei die Korngröße des  $\text{AlO}_2$ -Pulvers mit 50 nm kleiner als die zu messende Wellenlänge ist<sup>16</sup>.

<sup>15</sup>persönliche Korrespondenz mit Hr. R. Thornagel, PTB.

<sup>16</sup>Vergleiche das Merkblatt "Deuterium lamp with magnesium fluoride window" der PTB für eine Anleitung zum Reinigen des Austrittsfensters.

### Methode der Datenauswertung

Nachfolgend wird die Umrechnung der im Experiment gemessenen Diodenspannungen auf Strahlungstemperaturen beschrieben. Die Größen in kalligraphischer Schreibweise (z.B.  $\mathcal{U}$ ) beziehen sich dabei immer auf die Kalibration mit der Deuteriumlampe, die herkömmlich geschriebenen auf die Messung.

Die Kalibration des experimentellen Aufbaus liefert für jede Diode ( $i=1-6$ ) eine Beziehung zwischen der Leistung  $\mathcal{P}_{\Omega,i} \Delta\Omega$ , die von der Deuteriumlampe in den Wellenlängenbereich abgestrahlt wird, über den die jeweilige Diode mittelt, und dem gemessenen Strom  $\mathcal{I}_i$ . Hier bezeichnet  $\mathcal{L}_{\Omega,\lambda}$  die spektrale Strahlstärke (Abb. 5.11) der Deuteriumlampe:

$$\mathcal{P}_{\Omega,i} \Delta\Omega = \Delta\Omega \int_{\lambda_{i,1}}^{\lambda_{i,2}} \mathcal{L}_{\Omega,\lambda}(\lambda) d\lambda \sim \mathcal{I}_i \quad (5.3)$$

Da für die Kalibration sicher gestellt wurde, dass die Deuteriumlampe an der gleichen Stelle steht, an der sich dann auch die Diagnostiköffnung des Hohlraums befindet, ist der Raumwinkel in beiden Fällen gleich und wird daher in Gleichung 5.3 nicht kalligraphisch geschrieben. In der Tabelle 5.1 ist diese aus der Integration über den Wellenlängenbereich folgende Leistung  $\mathcal{P}_{\Omega,i}$  für jede Diode angegeben.

Während des Experiments werden mit hoher Zeitauflösung ( $< 1$  ns) die Spannungen  $U_1(t)$  bis  $U_6(t)$  der Photodioden  $D1$  bis  $D6$  mit einem Oszilloskop gemessen. Diese Spannung fällt am Eingangswiderstand  $R_{osz} = 50 \Omega$  des Oszilloskops ab, so dass die Ströme durch  $I_i(t) = U_i(t)/R_{osz}$  bestimmt sind.

Aus dem Meßstrom im Experiment  $I_i$  folgt über das Verhältnis von Leistung und Strom der Deuteriumlampe die aus dem Hohlraum abgestrahlte Leistung für jede Diode gemäß:

$$\mathcal{P}_{\Omega,i}(t) \Delta\Omega = \frac{I_i(t)}{\mathcal{I}_i} \mathcal{P}_{\Omega,i} \Delta\Omega. \quad (5.4)$$

Aus dieser Gleichung ist auch ersichtlich, dass der numerische Wert des Raumwinkels aus dem jede Diode Strahlung detektieren kann, für die Rechnung nicht bekannt sein muss. Tatsächlich ist die Deuteriumlampe über große Raumwinkel betrachtet kein isotroper Strahler, die spektrale Strahlstärke also auch eine Funktion der Abstrahlrichtung. Deshalb wurde der Raumwinkel für das Experiment nicht größer gewählt als der Winkel, unter dem die Lampe kalibriert wurde ( $\Delta\Omega = 1.70 \cdot 10^{-5} \text{sr}$ ). In der Praxis kann allerdings ein hinreichend isotropes Abstrahlverhalten unter einem Winkel von 90 Grad zum Austrittsfenster der Lampe in einen Kegel mit etwa 2 Grad Öffnungswinkel angenommen werden.

Unter der Annahme, dass die Öffnung des Hohlraums wie ein schwarzer Körper strahlt, lässt sich dann aus der in absoluten Einheiten bekannten abgestrahlten Leistung und der strahlenden Fläche  $\Delta A_{DL}$  die Temperatur berechnen. Mit

$$\frac{I_i(t)}{\mathcal{I}_i} \mathcal{P}_{\Omega,i} \Delta\Omega = \frac{2hc^2}{\widehat{\lambda}_i^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\widehat{\lambda}_i k_B T_i(t)}} - 1} \Delta\lambda_i \Delta A_{DL} \Delta\Omega \quad (5.5)$$

liefert jede Diode den zeitlichen Verlauf der Temperatur  $T_i$ , wobei für einen schwarzen Körper diese experimentell bestimmten Temperaturen übereinstimmen müssen:

$$T_i(t) = \frac{hc}{\widehat{\lambda}_i k_B} \left[ \ln \left( \frac{2hc^2}{\widehat{\lambda}_i^5} \frac{\mathcal{I}_i}{I_i(t) \mathcal{P}_{\Omega,i}} \Delta\lambda_i \Delta A_{DL} + 1 \right) \right]^{-1} \quad (5.6)$$

## 5. AUFBAU UND CHARAKTERISIERUNG DER EXPERIMENTE

Die spektrale Strahlstärke des Planckstrahlers wird an dieser Stelle bei der Auswertung nicht über die Wellenlängenbereiche der einzelnen Dioden integriert, sondern für die Mittelwellenlänge  $\hat{\lambda}_i$  berechnet und dann mit der Bandbreite  $\Delta\lambda_i$  multipliziert. Bei Temperaturen von einigen zehn Elektronenvolt ist die Verteilung bei den hier betrachteten Wellenlängen hinreichend linear, so dass der Fehler durch diese Näherung vernachlässigt werden kann. Alternativ ließe sich die Temperatur aber auch mit Integration in einem iterativen Verfahren bestimmen.

In der Tabelle 5.1 sind die charakteristischen Größen für jede Diode zusammengefasst.

Diode	$\mathcal{P}_{\Omega,i}$ [ $\mu\text{W}/\text{sr}$ ]	$\mathcal{I}_i$ [pA]	$\mathcal{P}_{\Omega,i}/\mathcal{I}_i$ [ $\mu\text{W}/(\text{sr pA})$ ]	$\hat{\lambda}_i$ [nm]	$\Delta\lambda_i$ [nm]	Ordnungsfilter
D1	5826	850	6.85	120	7.3	nein
D2	6858	5903	1.16	160	6.9	nein
D3	386	447	0.86	200	6.5	nein
D4	180	145	1.24	240	6.0	UG5
D5	73	49	1.49	280	5.3	UG5
D6	32	18	1.78	320	4.3	UG5

**Tabelle 5.1:** Für die Absolutkalibration des Spektrometers charakteristische Größen:  $\mathcal{P}_{\Omega,i}$  ist die von der Deuteriumlampe im Wellenlängenbereich  $\Delta\lambda$  abgestrahlte Leistung pro Raumwinkel und  $\mathcal{I}_i$  der zugehörige, um den Dunkelstrom der Dioden korrigierte Strom. Jede Diode summiert über den Wellenlängenbereich  $\Delta\lambda_i$  mit der Mittelwellenlänge  $\hat{\lambda}_i$ .

## 5.4 Röntgenspiegel mit Röntgendiode

Das Röntgenspiegel-Spektrometer stellt neben dem UV-Diodenspektrometer (Kap. 5.3) eine weitere Möglichkeit dar, die thermische Strahlung aus einem lasergeheizten Hohlraum spektral und zeitaufgelöst zu messen. Hier wird als dispersives Element ein Röntgenspiegel verwendet und die Zeitauflösung entspricht der Anstiegszeit von 1,5 ns der Si-PIN-Diode, die als Detektor verwendet wird. Der Energiebereich, in dem dieses Spektrometer arbeiten kann, ist durch die Reflektivität der Röntgenspiegel und die spektrale Empfindlichkeit aus der Kombination von Filter und Detektor beschränkt. Je nach verwendetem Spiegel können so Photonen mit einer Energie zwischen 80 eV und 1,5 keV detektiert werden. Wenn sich das Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindet, so dass die Energieabhängigkeit der spektralen Strahlstärke einer Planckverteilung entspricht, kann eine Strahlungstemperatur angegeben werden. Sowohl die Apparatetransmission als auch die Empfindlichkeit des Detektors sind als Funktion der Photonenenergie bekannt. Zusammen mit der Quellgröße und dem Akzeptanzwinkel des Systems lässt sich damit in absoluten Einheiten die abgestrahlte Leistung für das Energieintervall berechnen, über das der Detektor mittelt. Für einen schwarzen Strahler besteht eine eindeutige Verknüpfung zwischen dieser Leistung und der Strahlungstemperatur.

Für die Hohlraumexperimente, die im Rahmen dieser Arbeit am *Nhelix*-Lasersystem durchgeführt wurden, wird das Röntgenspiegel-Spektrometer dafür eingesetzt, die Temperatur des Primärplasmas zu bestimmen. Nur in dem unmittelbar vom Laser geheizten Wandbereich des Hohlraums ist die Plasmatemperatur so hoch, dass sie mit diesem Spektrometer gemessen werden kann<sup>17</sup>. Aber für die zukünftigen Experimente, bei denen der *Phelix* mit einer Pulsenergie von bis zu 1000 J den Hohlraum heizen wird, eignet sich dieses System auch dafür, die Strahlungstemperatur der indirekt geheizten Wandelemente bzw. die Hohlraumtemperatur selbst zu messen. Gegenwärtig wird in der Arbeitsgruppe Plasma-physik an der GSI ein Spektrometer dieser Art mit vier Kanälen entwickelt. Damit wird es möglich, für vier verschiedene Energien bei einem Experiment den zeitlichen Verlauf der abgestrahlten Leistung absolut zu messen. Dann wird auch sichtbar, inwieweit das tatsächliche Spektrum von dem eines idealen Planckstrahlers abweicht.

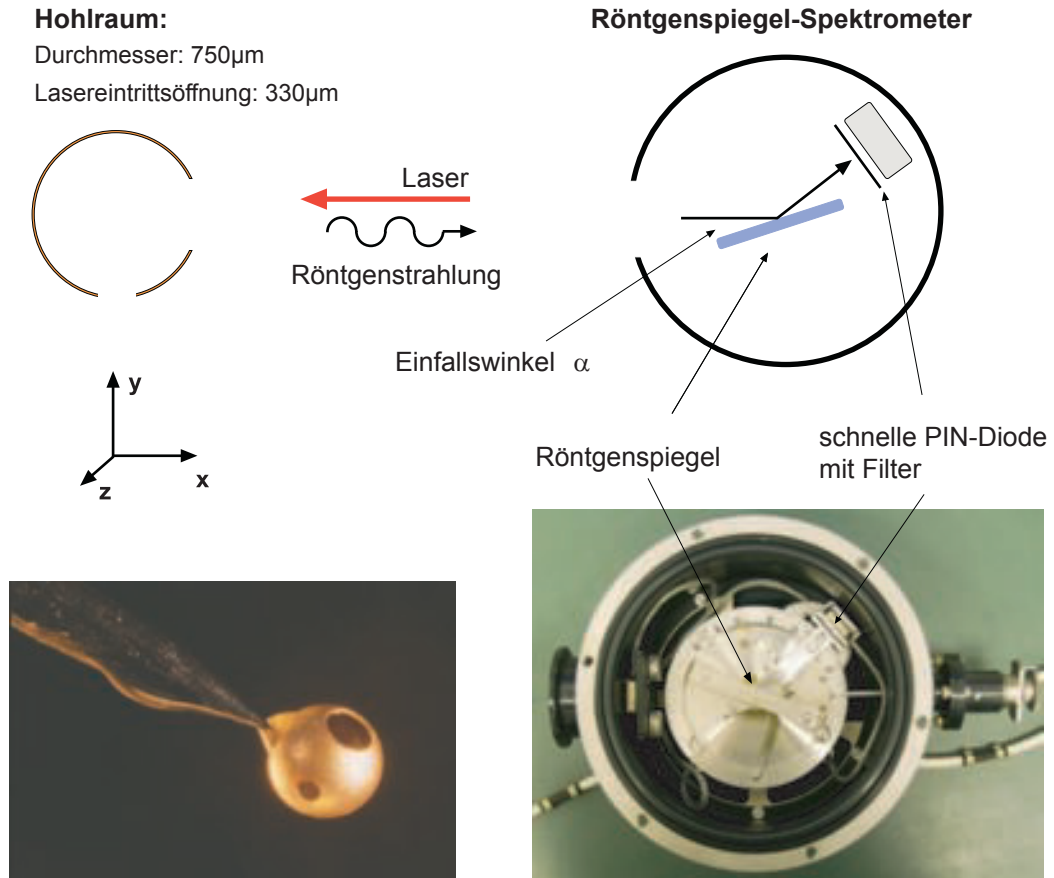
Im Folgenden wird der experimentelle Aufbau beschrieben und darauf eingegangen, wie aus den Spannungssignalen der Diode die Temperatur berechnet werden kann.

### 5.4.1 Apparativer Aufbau

Das Spiegel-Spektrometer befindet sich in einem separaten, vakuumdichten Gehäuse (Abb. 5.12, rechts unten), das an der Targetkammer befestigt wird. Über eine Rotationsmechanik, die auch unter Vakuum mittels einer Durchführung von außen bedient werden kann, lässt sich der Winkel des Röntgenspiegels zur einfallenden Strahlung verstellen. Wie in der Röntgenoptik üblich, ist der Einfallswinkel  $\alpha$  nicht zum Lot, sondern relativ zu der reflektierenden Oberfläche definiert. Der Detektor dreht sich dabei immer um den doppelten Winkel ( $2\alpha$ ), so dass für alle Positionen der Diode nur Strahlung gemessen wird, für die Einfalls- und Ausfallswinkel übereinstimmen. Ein Filter, der unmittelbar vor dem Detektorgehäuse befestigt werden kann, schließt die Diode lichtdicht ab. Auf der optischen Achse am Eingang des Gehäuses wird die freie Apertur des Strahlengangs durch eine kreisförmige Blende mit einem Durchmesser von 4 mm beschnitten. Diese vermindert die Streustrahlung im Gehäuse und ist für die Justage des Systems nützlich. Der Raum-

---

<sup>17</sup>Im folgenden Abschnitt wird genauer auf die Empfindlichkeit des Detektorsystems eingegangen



**Abbildung 5.12:** Aufbau für die Messung der Strahlung, die aus dem Bereich des heißen Plasmas den Hohlraum durch die Eintrittsöffnung für den Laser verlässt.

winkel, über den das Spektrometer die abgestrahlte Leistung integriert, ist hier aber nicht durch diese Blende, sondern durch die Detektorgröße bestimmt. Dies muss für den jeweiligen Aufbau, d.h. für den gewählten Abstand des Spektrometers von der Quelle, überprüft werden. Dazu wurde das Spektrometer mit einem Justagelaser (HeNe) ausgerichtet, der am Ort der Quelle fokussiert und dann über die Reflexion am Spiegel die empfindliche Fläche des Detektors überstrahlte.

In der Mitte des Gerätes befindet sich die Spiegelhalterung, die verschiedene Röntgenspiegel aufnehmen kann und gewährleistet, dass die Spiegeloberfläche jeweils über der Drehachse liegt. Die Spiegel sind aus zwei Schichten unterschiedlicher Materialien - z.B. Wismut und Silizium - so aufgebaut, dass sich die an den Grenzschichten reflektierte Strahlung konstruktiv überlagert. Um die Reflektivität des Spiegels zu erhöhen, werden eine Vielzahl solcher Schichten übereinander auf das Trägersubstrat aufgebracht. Vergleichbar der *Bragg*-Bedingung bei der Streuung von Röntgenstrahlung an einem regelmäßigen Kristallgitter, interferieren die Teilstrahlen für einen festen Einfallswinkel nur bei einer Wellenlänge bzw. Photonenenergie konstruktiv. In der Tabelle 5.2 sind die charakteristischen Daten der vorhandenen Spiegel zusammengestellt.

Röntgenspiegel	Messbereich $\Delta E$	Winkel $\alpha$	Reflektivität $R_{Sp}$	Auflösung $\Delta E/ES$
Mo/B <sub>4</sub> C	(90-180)eV	(45-23)°	(10-25)%	(10-8)%
Cr/C	(180-240)eV	(40-21)°	(10-28)%	(6-4)%
Fe/Sc	(280-400)eV	(27-17)°	(9,5-45)%	(5-3)%
Wi/Si	(530-1500)eV	(24-9,5)°	(8,5-25)%	(2-1,5)%

**Tabelle 5.2:** Charakteristische Daten der Röntgenspiegel, die in dem Spektrometer für den Energiebereich 80 eV bis 1,5 keV eingesetzt werden.

### 5.4.2 Methode der Datenauswertung

Im Unterschied zu dem Diodenspektrometer für den Wellenlängenbereich ab 116 nm (Kap. 5.3) steht für den Röntgenbereich keine Quelle bekannter spektraler Strahlstärke zur Verfügung, mit der die spektrale Empfindlichkeit des Gesamtsystems vor Ort bestimmt werden könnte. Die Apparatetransmission setzt sich aber nur aus der Reflektivität des Röntgenspiegels  $R_{Sp}$  und der Transmission der Filterfolie  $T_F$  vor der Diode zusammen. Die Reflektivität des Spiegels ist vom Hersteller in Abhängigkeit von der Photonenenergie  $E_{Ph}$  gemessen worden. Ebenso ist die spektrale Empfindlichkeit  $S_D$  [A cm<sup>2</sup> / W] des Detektors bekannt und die Transmission der Filterfolien kann in dem betrachteten Energiebereich tabellierten Werten [51] entnommen werden. In der Abbildung 5.13 sind die Kalibrationsdaten der Diode, die Filtertransmission für eine Kupferfolie und die Multiplikation beider Kurven in einem Energiebereich<sup>18</sup> gezeigt, in dem bei den Hohlraumexperimenten gemessen wurde.

Die spektrale Empfindlichkeit  $S_D(E)$  ist definiert über den Strom  $I_D$  [A], den die Diode liefert, wenn ihre Diodenfläche  $A_D$  [cm<sup>2</sup>] mit einer Lichtleistung  $P$  [W] bei der Energie  $E_{Ph}$  [eV] bestrahlt wird:

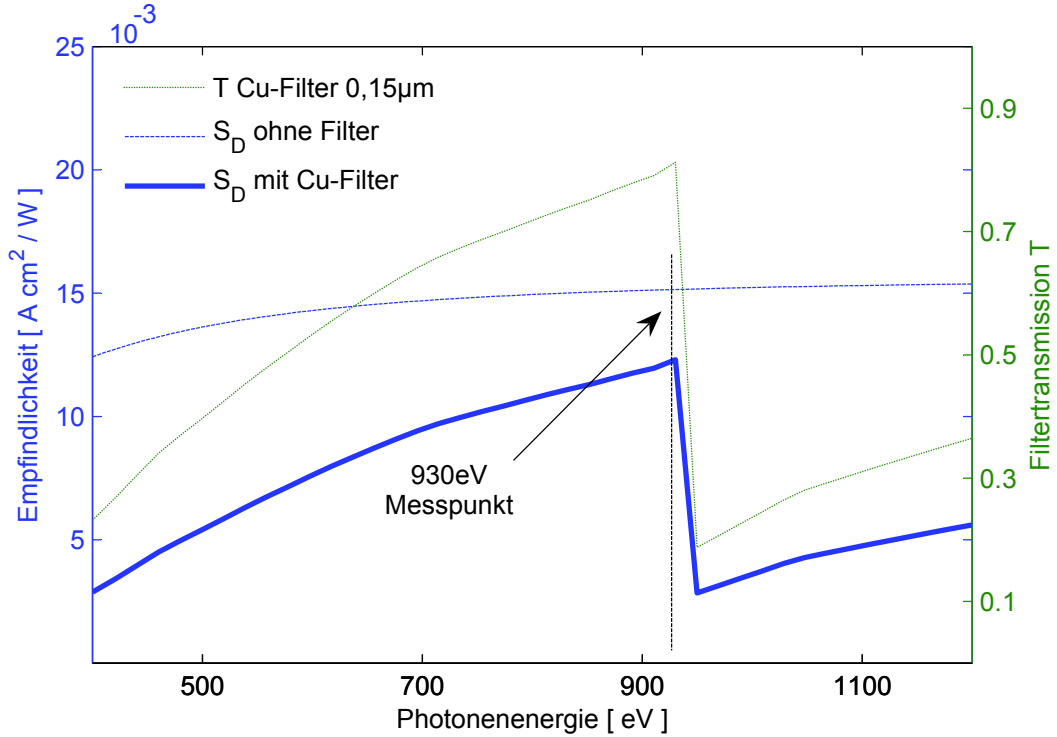
$$S_D(E_{Ph}) = \frac{I_D(E_{Ph}) \cdot A_D}{P}. \quad (5.7)$$

Für den Detektor besteht laut Hersteller ein linearer Zusammenhang zwischen der auf den Detektor auftreffenden Leistung und dem Stromsignal bis zu einem Wert von  $I_{d,max} = 2,5$  A. Der zeitliche Verlauf des Diodenstroms wird im Experiment mit einem Oszilloskop gemessen dessen Eingangswiderstand  $R = 50 \Omega$  beträgt, um Kabelreflexionen zu vermeiden. In der Praxis wurde die Filterdicke vor dem Detektor und der Abstand zur Quelle so gewählt, dass das System im linearen Bereich arbeitet und das Diodensignal weder verstärkt noch abgeschwächt werden musste. Die Amplitude des Stromsignals kann aber mit einem Dämpfungsglied (Bandbreite 1 GHz) auf den Akzeptanzbereich des Oszilloskops angepasst werden. Dann berechnet sich der Diodenstrom  $I_D(t)$  aus der am Oszilloskop gemessenen Spannung  $U_D(t)$  gemäß:

$$I_D = \frac{U_D \cdot 10^{\frac{A}{20}}}{R}, \quad (5.8)$$

wobei die Abschwächung  $A$  in der Einheit [dB] einzusetzen ist. Um aus dem gemessenen Stromsignal der Diode auf eine Temperatur schließen zu können, muss dieses mit

<sup>18</sup>Im Anhang auf Seite 94, Abbildung A.2 findet sich die spektrale Empfindlichkeit der Si-PIN-Diode ohne Filter im Bereich von 10 eV bis 10 keV.



**Abbildung 5.13:** Spektrale Empfindlichkeit der PIN-Diode in Kombination mit einem Cu-Filter (0,15  $\mu\text{m}$ ) für den Energiebereich 0,5 bis 1,1 keV. Für die Messung wurde der Winkel des Wi/Si-Spiegels auf  $\alpha=18^\circ$  eingestellt, d.h. es wurde bei einer Photonenenergie von 930 eV gemessen, bei der die Empfindlichkeit der Filter Dioden Kombination maximal ist.

der Leistung  $P_Q$  in Beziehung gesetzt werden, die die Quelle in den Akzeptanzwinkel des Spektrometers abstrahlt. Mit der Reflektivität des Röntgenspiegels  $R_{Sp}$  und der Filtertransmission  $T_F$  gilt:

$$R_{Sp} T_F P_Q(t) = \frac{I_D(t) A_{D,eff}}{S_D}. \quad (5.9)$$

Hier ist die effektive Detektorfläche einzusetzen: Manche der verwendeten Filter sind so dünn, dass sie nur über sehr kleine Flächen freitragend montiert werden können. Die aktive Fläche der Diode  $A_D$  hat aber einen Durchmesser von 2 mm. Deshalb werden diese Filter auf ein feinmaschiges Drahtnetz gespannt, das als Träger dient und im Unterschied etwa zu einer dünnen Schicht Polypropylen die spektrale Transmission des Filters  $T_F$  nicht verändert. Wenn der Stützdraht als optisch dick für die jeweilige Strahlung angesehen wird, reduziert sich lediglich die aktive Fläche der Diode um den Anteil  $A_N$ , der durch das Netzgitter überdeckt wird:

$$A_{D,eff} = A_D - A_N = A_D \left(1 - \frac{A_N}{A_D}\right) = \frac{A_D}{F_T}. \quad (5.10)$$

In der Auswertung wird immer mit der sensitiven Fläche  $A_D$  der Diode gerechnet und die Reduzierung auf die effektive Detektorfläche  $A_{D,eff}$  dann, je nach Filterart, über den Faktor  $F_T > 1$  berücksichtigt.



Für einen Planckstrahler ist die Energie, die pro Zeit, Emitterfläche  $A_Q$ , Raumwinkel  $\Omega$  und Frequenzintervall abgestrahlt wird, nur eine Funktion der Temperatur:

$$P_{A_Q, \Omega, \nu}(\nu, T) \cos(\theta) dA d\nu d\Omega = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \cos(\theta) dA d\nu d\Omega \quad (5.11)$$

Der Abstand des Detektors von der Quelle ist groß gegenüber dem Durchmesser der Quelle. Deshalb ändert sich die Emitterfläche in der Projektion auf eine zur Beobachtungsrichtung senkrechte Fläche kaum für alle Beobachtungswinkel, und der Kosinusterm kann vernachlässigt werden.

Mit  $P_E(E)dE = P_\nu(\nu)d\nu$  lässt sich Glg. 5.11 in Abhängigkeit von der Photonenenergie schreiben. Dann folgt die von der Quelle in den Raumwinkel  $\Omega_D$  abgestrahlte Leistung durch Integration über den Raumwinkel, die Quellfläche  $A_Q$  und den Energiebereich  $\Delta E_D$ , über den der Detektor mittelt:

$$P_Q = \int_{A_Q} dA \int_{\Omega_D} d\Omega \int_{E_1}^{E_2} P_{A_Q, \Omega, E}(E, T) dE \approx P_{A_Q, \Omega, E}(\hat{E}, T) \cdot A_Q \cdot \Delta\Omega_D \cdot \Delta E_D \quad (5.12)$$

Hier ist  $\hat{E}$  die Photonenenergie, bei der gemessen wird, und somit abhängig vom Winkel des Röntgenspiegels  $\alpha$  zur einfallenden Strahlung. Gleichung 5.12 kann nach der Temperatur aufgelöst werden:

$$k_B T = \hat{E}_D \left[ \ln \left( \frac{1}{P_Q} \frac{2\hat{E}_D^3}{h^3 c^2} A_Q \cdot \Delta\Omega_D \cdot \Delta\hat{E}_D + 1 \right) \right]^{-1} \quad (5.13)$$

Wenn der Raumwinkel  $\Delta\Omega_D$  durch die effektive Detektorgröße bestimmt ist, gilt mit dem Abstand  $l$  des Detektors zur Quelle  $\Delta\Omega_D = A_{D,eff}/l^2$ , und Gleichung 5.13 wird zusammen mit Gleichung 5.9 zu:

$$k_B T(t) = \hat{E}_D \left[ \ln \left( \frac{1}{I_D(t)} \frac{R_{Sp} T_F S_D}{A_{D,eff}} \frac{2\hat{E}_D^3}{h^3 c^2} A_Q \cdot \frac{A_{D,eff}}{l^2} \cdot \Delta\hat{E}_D + 1 \right) \right]^{-1} \quad (5.14)$$

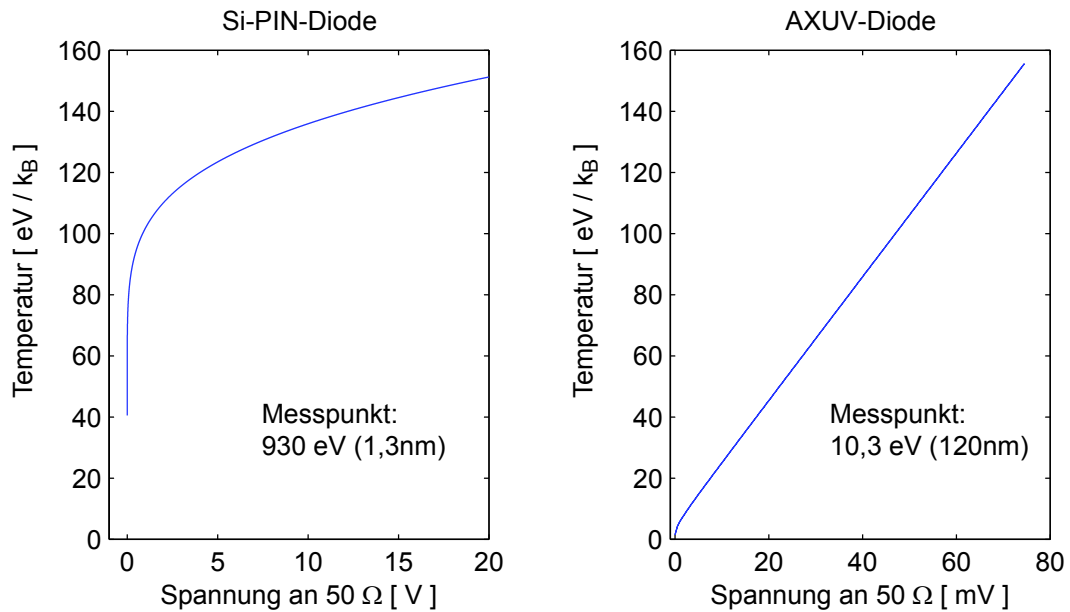
Hier zeigt sich, dass die Detektorfläche für diese Auswertung nicht in die Berechnung der Temperatur eingeht, solange sichergestellt wird, dass keine andere Apertur den Raumwinkel, über den das Spektrometer Licht einsammelt, begrenzt.

In einem Experiment wird der Winkel des Spiegels, und damit die Energie, bei der die emittierte Strahlung gemessen wird, festgelegt. Dann hat Gleichung 5.14 die Form:

$$k_B T(t) = \frac{\hat{E}_D}{\ln \left( \frac{C}{I_D(t)} + 1 \right)}, \quad (5.15)$$

mit einer für das jeweilige Experiment spezifischen Konstante  $C$ . In der Abbildung 5.14 ist dieser Zusammenhang zwischen dem Diodenstrom bzw. der Spannung, die am Eingangswiderstand des Oszilloskops abfällt, und der Strahlungstemperatur für typische Experimentparameter dargestellt. Rechts der Verlauf für eine AXUV-Diode des UV-Spektrometers (Kap. 5.3), die bei einer Photonenenergie von 10,3 eV misst, und links der Zusammenhang für die Si-PIN-Diode des Röntgenspiegel-Spektrometers bei einer Energie von  $\hat{E} = 930$  eV.

Die große Steigung der Temperaturkurve im Bereich bis  $100 \text{ eV}/k_B$  führt im Zusammenspiel mit der begrenzten Dynamik des Oszilloskops dazu, dass mit dem Röntgenspiegel-Spektrometer erst Temperaturen ab  $\approx 100 \text{ eV}/k_B$  gemessen werden können. Schon Spannungen von einigen Millivolt entsprechen Temperaturen von einigen  $10 \text{ eV}/k_B$ . Deshalb liegt der Rauschpegel bei den gemessenen Temperaturkurven (vgl. Abb. 6.18, Seite 88) je nach Zahlenwert für die Konstante  $C$  im Bereich von  $T=(80-100) \text{ eV}/k_B$ .



**Abbildung 5.14:** Zusammenhang zwischen der gemessenen Diodenspannung und der berechneten Strahlungstemperatur für das Röntgenspiegel Spektrometer (Si-PIN-Diode) und das UV-Diodenspektrometer (AXUV-Diode). Der Verlauf hängt ab von den konkreten Apparateparametern, wie Spiegelreflektivität oder Empfindlichkeit der Detektoren und von der Photonenenergie, bei der gemessen wird (siehe Glg. 5.14).

## 5.5 Schmierbildkamera für den sichtbaren Wellenlängenbereich

Eine Schmierbildkamera bietet die Möglichkeit, schnell veränderliche Prozesse entlang einer Ortskoordinate mit hoher Zeitauflösung aufzunehmen. In den Experimenten mit Fo-lientargets oder Hohlräumen wird diese Kamera dafür eingesetzt, die hydrodynamische Expansion des Plasmas zu beobachten, um etwa zu überprüfen, ob das Lasereintrittsloch des Hohlraums richtig getroffen wurde oder um zu bestimmen, wann Plasma aus den Hohlraumöffnungen auszutreten beginnt.

### 5.5.1 Aufbau und Ortseichung

Die wesentlichen Komponenten einer Schmierbildkamera sind die Lichtsammeloptik, der Eintrittsspalt, eine Photokathode mit nachfolgender Elektronenoptik, ein Phosphorschirm und eine herkömmliche CCD-Kamera. In der Bildebene der abbildenden Sammeloptik befindet sich ein Schlitz, dessen Breite bis auf wenige Mikrometer verringert werden kann und dessen Orientierung die Raumrichtung bestimmt, entlang derer das System orts aufgelöst misst. Die Zeitauflösung der Messung von weniger als einer Nanosekunde wird deshalb möglich, weil die Bildinformation zu verschiedenen Zeiten auf verschiedene Zeilen des Flächensensors ( $1280 \times 1024$  Bildpunkte) abgelegt wird und deshalb die Auslesegeschwindigkeit des Sensors unerheblich ist. Der Eintrittsschlitz kann innerhalb einer sehr kurzen und einstellbaren Zeit<sup>19</sup> (*Streakzeit*) auf je verschiedene Zeilen des CCD-Sensors abgebildet werden, weil die Photonen in einer Kathode Elektronen auslösen, die ein schnell veränderliches elektrisches Feld senkrecht zu ihrer Flugrichtung ablenkt. Der Phosphorschirm am Ende der Driftstrecke wandelt diese Elektronen wieder in Licht, das dann mit einer herkömmlichen CCD-Kamera detektiert wird. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise findet sich u.a. in [52].

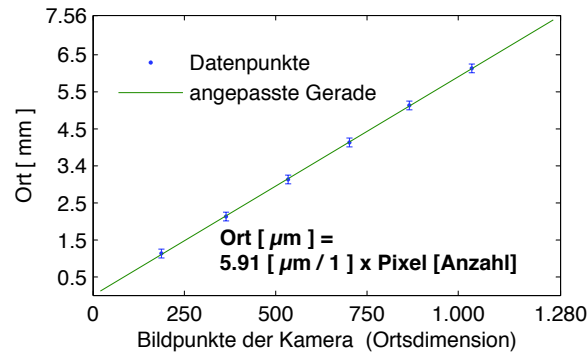


Abbildung 5.15: Ortseichung der Schmierbildkamera.

Um das Lasereintrittsloch und das Diagnostikloch bei den Hohlraumexperimenten noch räumlich auflösen zu können, wird der Hohlraum mit einem Mikroskopobjektiv abgebildet. Dazu musste an der Probenkammer ein Vakuumrohr (*reentry tube*) so angebracht werden, dass der Abstand des Objektives zum Hohlraum verringert werden konnte. Die

<sup>19</sup>Für das hier verwendete Modell ist die Streakzeit zwischen 10 Nanosekunden und zwei Millisekunden stufenweise einstellbar.

Ortsauflösung des Gesamtsystems wird dann durch die Elektronenoptik bzw. die Quellgröße der Leuchtpunkte auf dem Phosphorschirm begrenzt. Sie ist aber ausreichend, um etwa das Diagnostikloch (Durchmesser  $160\text{ }\mu\text{m}$ ) klar zu erkennen (Abb. 6.13 auf Seite 81). Die Vergrößerung ergibt sich aus der Ortseichung, die mit dem Targetmanipulator durchgeführt wird. Dieser verfährt eine Justagenadel mit feiner Spitze um jeweils bekannte Strecken. An den verschiedenen Nadelpositionen werden Bilder aufgenommen und aus den Abständen der Nadelspitzen ergibt sich die Umrechnung von Bildpunkten in physikalische Abstände am Ort des Targets. Abbildung 5.15 zeigt den Zusammenhang.

### 5.5.2 Zeiteichung

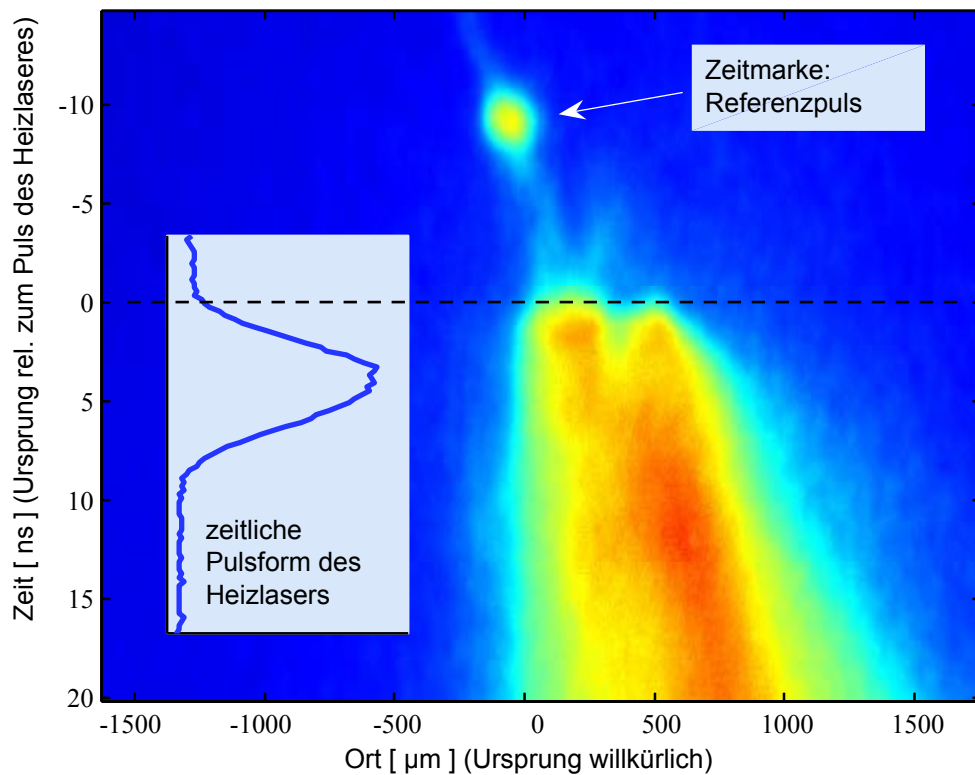
Für jede Einstellung der Streakzeit muss eine separate Zeiteichung gemacht werden, um zu bestimmen, wieviele Bildpunkte entlang der zeitauflösenden Achse des Sensors einer Zeiteinheit entsprechen. Dazu wird mehrfach ein kurzer Laserpuls (Halbwertsbreite  $0,5\text{ ns}$ ) mit der Kamera aufgenommen und jeweils um eine bekannte Zeitdifferenz verzögert. Aus der relativen Lage des Signals folgt die Umrechnung der Bildpunkte des Sensors in verstrichene Zeit<sup>20</sup>.

In den Experimenten mit lasergeheizten Hohlräumen spielen sich alle interessanten Vorgänge innerhalb weniger  $10\text{ Nanosekunden}$  ab. Daher wurde die Streakzeit auf  $200\text{ ns}$  eingestellt, was tatsächlich einer Zeit von  $126,7\text{ ns}$  entspricht, in der die Ablenkspannung für die Elektronen auf ihren maximalen Wert zunimmt. Der Sensor verfügt entlang der Zeitachse über  $1024\text{ Bildpunkte}$ , so dass einem Bildpunkt  $123,7\text{ Pikosekunden}$  entsprechen. Um die tatsächliche Zeitauflösung zu bestimmen, muss auch die Breite der Schlitzblende berücksichtigt werden. Diese wird je nach Leuchtstärke der Quelle eingestellt und konnte in den Experimenten soweit verringert werden, dass sie etwa  $12\text{ Bildpunkten}$  des Sensors entspricht. Die Zeitauflösung des Systems bei diesen Einstellungen liegt daher bei etwa  $1,5\text{ ns}$ . Für das Experiment ist es wichtig, den Zeitursprung bei einer Aufnahme mit der Schmierbildkamera relativ zu dem Zeitpunkt zu kennen, zu dem der Laser das Target trifft. Wenn mit der fundamentalen Wellenlänge des Heizlasers ( $1064\text{ nm}$ ) gearbeitet wird, kann der Laserpuls nicht direkt mit der Schmierbildkamera gemessen werden, weil die Kathode in diesem Wellenlängenbereich nicht sensitiv ist. Der frequenzverdoppelte Puls liegt mit  $532\text{ nm}$  Wellenlänge aber im Empfindlichkeitsbereich<sup>21</sup> der Kamera. Während des Experiments wird die Schmierbildkamera mit einem schmalbandigen *Notch*-Filter geschützt, dessen Transmission bei  $532\text{ nm}$  um sechs Größenordnungen vermindert ist und so das Streulicht des Heizlasers blockiert. Um den Zeitursprung zu bestimmen, wurde dieser Filter entfernt und der Laserpuls mit der Kamera aufgenommen. Die Abbildung 5.16 zeigt das Plasmaleuchten, einen Referenzpuls (siehe unten) und den zeitlichen Verlauf des Heizlasers. Bei kleinen Streakzeiten macht sich aber eine zufällige Schwankung in der Auslösezeit der Kamera im Verhältnis zu dem (präzisen) elektrischen Auslösesignal bemerkbar, die für eine Einzelaufnahme nicht vernachlässigt werden kann. Deshalb wurde bei dem konkreten Experiment zusätzlich Licht eines Referenzlasers als Zeitmarke verwendet (Abb. 5.16). Der Zeitabstand dieses Referenzpulses zu dem Puls des Heizlasers ändert sich von Puls zu Puls nur unwesentlich ( $< 1\text{ ns}$ ), wurde aber während des Experiments ebenfalls mit einer schnellen Photodiode gemessen.

---

<sup>20</sup>Eine detaillierte Beschreibung der Zeiteichung, sowie konkrete Zahlenwerte für alle Streakzeiten finden sich in [52].

<sup>21</sup>Die Schmierbildkamera ist mit einer S20-Kathode ausgerüstet, die für Licht der Wellenlängen von  $250\text{ nm}$  bis  $800\text{ nm}$  empfindlich ist.



**Abbildung 5.16:** Typische Aufnahme des Plasmaleuchtens mit der Schmierbildkamera. Hier ist die Zeitmarke des Referenzpulses zu sehen, über die der Zeitursprung relativ zum Heizlaser absolut bestimmt werden kann.

## 5.6 Wollaston-Interferometer

Diese Diagnostik liefert die Dichte der freien Elektronen eines Plasmas orts aufgelöst und bei einem festen, aber einstellbaren Zeitpunkt relativ zum Laserpuls, mit dem das Plasma erzeugt wird. Das Interferometer wird mit einem gepulsten Laser (Sondenstrahl) betrieben, dessen Pulsbreite von 0,5 ns die Zeitauflösung der Messung bestimmt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein *Wollaston*-Interferometer aufgebaut und ein Interferometriesystem<sup>22</sup> entwickelt, mit dem in einem Experiment mehrere Bilder mit konstantem Zeitabstand von 1,5 ns aufgenommen werden können. Damit besteht erstmals die Möglichkeit, die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte orts aufgelöst in einem Einzelexperiment zu messen. Diese Daten dienen auch dazu, Simulationsprogramme, mit denen die Laserabsorption, Plasmaentstehung und hydrodynamische Expansion berechnet werden können, zu überprüfen. Experimentell sind mit der verwendeten Wellenlänge von 355 nm des Sondenstrahls Elektronendichten bis  $\approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  zugänglich. Bis zu dieser Dichte kann die mit einer Simulation berechnete räumliche Verteilung der Elektronendichte zu verschiedenen Zeiten mit den experimentell gewonnenen Daten verglichen werden. Ist die Übereinstimmung gut, steigt das Vertrauen in die berechneten Elektronendichten für den Parameterbereich, der experimentell nicht direkt zugänglich ist. Für die Experimente zur Strahlionen-Plasmaelektronen-Wechselwirkung ist aber gerade dieser dichte Bereich wichtig (vgl. Kap. 2.2).

In den folgenden Abschnitten wird das *Wollaston*-Interferometer vorgestellt, der konkrete experimentelle Aufbau gezeigt und das Meßprinzip geschildert. Wichtige physikalische Größen und die konkrete Berechnung der Elektronendichte sind in Kapitel 2.1.2 beschrieben.

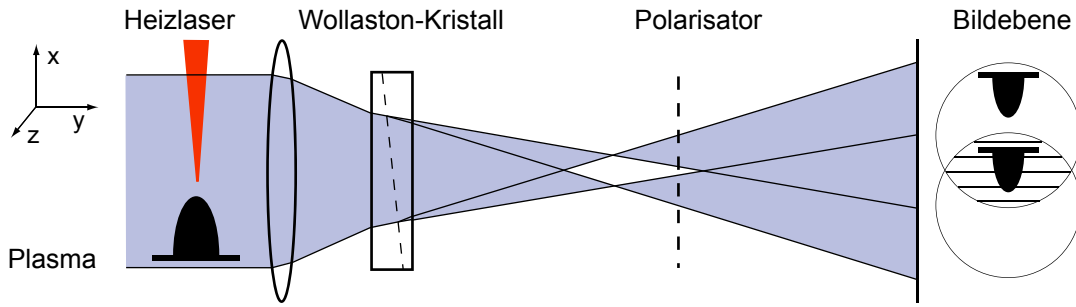
### 5.6.1 Aufbau

Das *Nhelix*-Lasersystem (vgl. Abb. 4.1, S. 21) verfügt über zwei unabhängige Laseroszillatoren, deren Strahlen je nach Experiment für die Plasmaerzeugung oder diagnostische Aufgaben eingesetzt werden können. Ein Bruchteil des Strahls mit der kürzeren Pulsdauer (0,5 ns / OS1) wird unmittelbar nach dem Oszillator mit einem Strahlteiler ausgekoppelt und über eine gesonderte Spiegelstrecke in den Experimentraum transportiert. Dort gliedert sich die Diagnostik räumlich in zwei Bereiche: Vor der Probenkammer wird die Pulsenergie und der Durchmesser des Laserstrahls angepasst, die Frequenz der Strahlung in zwei Kristallen von ursprünglich  $\nu = hc/1064 \text{ nm}$  auf  $\nu' = hc/355 \text{ nm}$  verdreifacht, und der Sondenstrahl dann mit einem Transportteleskop in die Probenkammer geleitet. Erst der zweite Teil (Abb. 5.17) ist das eigentliche Interferometer, das der Probenstrahl nach der Wechselwirkung mit dem Plasma durchläuft. Es besteht lediglich aus einer abbildenden Optik, dem *Wollaston*-Kristall und einem Polarisator. Die Linse bildet den Ort des Targets auf den Kamerasensor ab und ermöglicht damit die orts aufgelöste Bestimmung der Elektronendichte. Entsprechend der unterschiedlichen Experimentbedingungen, etwa wenn mit großem Laserfokus ( $d \approx 1 \text{ mm}$ ) gearbeitet werden soll, stehen verschiedene abbildende Systeme zur Verfügung, um die Vergrößerung und den Sichtbereich anzupassen. Der gesamte optische Aufbau wurde mit dem Programm<sup>23</sup> *Zemax* konzipiert.

---

<sup>22</sup>Nachfolgend mit *Multi Frame System* bzw. *Multi Frame Interferometer* bezeichnet.

<sup>23</sup>Siehe Fußnote auf Seite 36.



**Abbildung 5.17:** Aufbau eines *Wollaston-Interferometers*: Die zwei Teilstrahlen verlassen den Wollastonkristall unter einem kleinen Winkel, so dass die ursprünglich untere Hälfte des Strahls mit der ungestörten oberen Hälfte in der Bildebene interferiert.

Das *Wollaston-Interferometer* bietet gegenüber anderen Interferometertypen<sup>24</sup> für die Diagnostik schnell veränderlicher Plasmadichten eine Reihe von Vorteilen: Der Sondenstrahl wird erst nach der Wechselwirkung mit der Probe in zwei Strahlen aufgespalten, die aber dennoch beide die gleichen Optiken durchlaufen. D.h. die geometrischen Wegstrecken der beiden Teilstrahlen, die zur Interferenz gebracht werden, sind gleich lang, weshalb sich dieser Aufbau besonders für sehr kurze Pulse mit (zeitlich) geringer Kohärenzlänge eignet. Auch Fehler der optischen Komponenten verändern die Wellenfront beider Strahlen gleichermaßen und machen sich deshalb bei der Überlagerung nicht in einer zusätzlichen, ungewollten Streifenverschiebung bemerkbar.

Ein Nachteil des *Wollaston-Interferometers* besteht darin, dass der Abstand der Interferenzstreifen bei gegebener Vergrößerung primär vom Schnittwinkel des *Wollaston-Kristalls* abhängt [54, 55] und sich deshalb nur in engen Grenzen an die experimentellen Gegebenheiten anpassen lässt. Ferner muss der Strahldurchmesser am Ort des Targets so groß sein, dass der Referenzbereich ungestört bleibt, also nicht mit dem Plasma wechselwirkt (Abb. 5.17). Diese Bedingung schränkt den Zeitbereich in dem gemessen werden kann ein, weil das Plasma senkrecht zur Targetoberfläche mit einer Geschwindigkeit im Bereich von  $\vec{v} \approx 50 \mu\text{m/ns } \vec{e}_x$  in den Teststrahl expandiert. Bei einem Strahldurchmesser von 10 mm liefert diese Abschätzung ein ausreichend großes Zeitfenster von 100 ns.

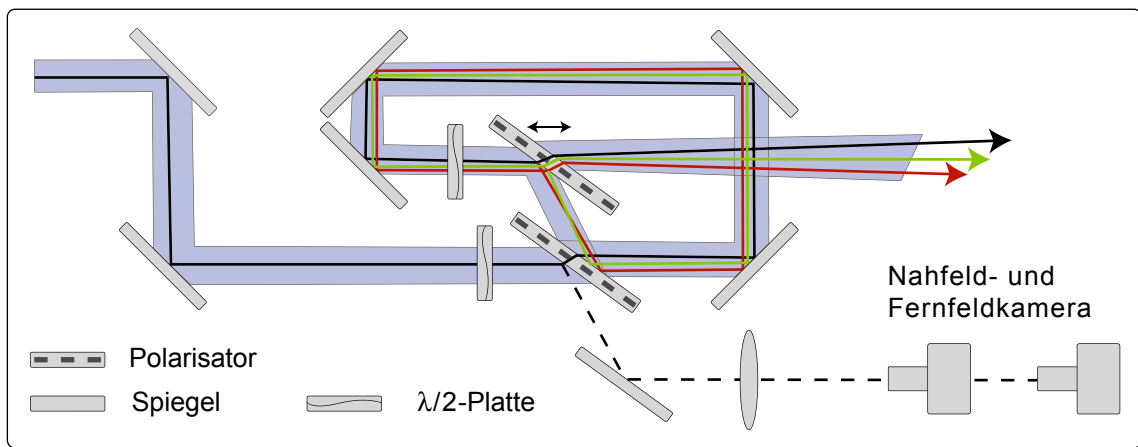
Der Polarisator im Strahlengang vor der Kamera ist notwendig, weil die Polarisationsrichtungen der beiden Teilstrahlen nach dem *Wollaston-Kristall* zueinander senkrecht stehen. Erst nach dem Polarisator, dessen Durchlass- gegenüber beiden Polarisationsrichtungen um 45 Grad gedreht ist, können die Strahlen miteinander interferieren.

Die Funktionsweise des *Wollaston-Interferometers* wird mit Details des Aufbaus auch in [54] erläutert. Dort findet sich auch eine Beschreibung der notwendigen Zeit- und Orts-eichung.

<sup>24</sup>Das erste Interferometer, mit dem in der Plasmaphysik-Gruppe an der GSI lasererzeugte Plasmen untersucht wurden, war ein *Mach-Zehnder-Interferometer* [53]. Bei dieser Anordnung wird der Laserstrahl mit einem Strahlteiler in zwei separate Strahlen aufgespalten, von denen einer mit dem Plasma wechselwirkt. Der Aufbau ist vergleichsweise kompliziert, weil zwei Strahlenwege notwendig sind, deren optische Weglängen im Rahmen der zeitlichen Kohärenzlänge übereinstimmen müssen.

### 5.6.2 Multi-Frame-Wollaston-Interferometer

Mit einem *Wollaston*-Interferometer wurde die Elektronendichte in lasererzeugten Plasmen orts aufgelöst bestimmt (Kap. 6.1). Bei dem bisherigen Aufbau konnte aber pro Experiment nur eine Aufnahme gewonnen werden. Um die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte zu untersuchen, mussten daher verschiedene Experimente miteinander verglichen werden, bei denen jeweils der zeitliche Abstand des Interferometrie- zum Heizpuls verändert wurde. Die so gewonnenen Daten sind nur bedingt vergleichbar, weil die übrigen Experimentparameter - wie Laserenergie, Targetbeschaffenheit, etc. - Schwankungen unterworfen sind.

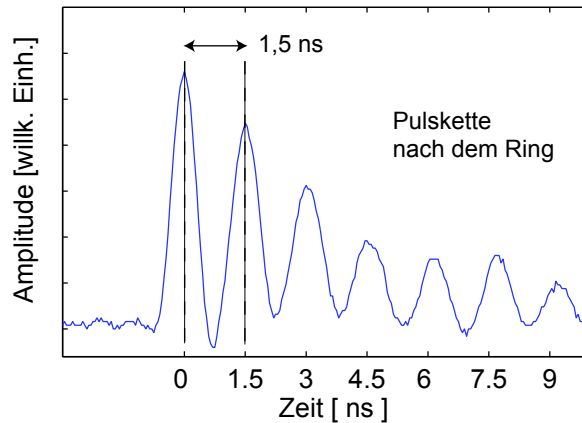


**Abbildung 5.18:** Schematischer Aufbau des optischen Rings mit Strahldiagnose-Kameras. Für die ersten drei Pulse ist jeweils der Mittenstrahl gezeichnet.

Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit ein System entwickelt, mit dem mehrere Interferometerbilder mit einem zeitlichen Abstand von 1,5 ns bei einem Experiment aufgenommen werden können. Die Zeitaufösung jeder einzelnen Aufnahme ist weiterhin durch die Laserpulsdauer von 0,5 ns (FWHM) gegeben. Abbildung 5.18 zeigt schematisch den Aufbau: Nach der Frequenzverdopplung und vor der Wechselwirkung mit dem Plasma wird der Laserstrahl über einen Polarisator in einen optischen Ring eingekoppelt. Bevor der Puls den zweiten Polarisator trifft, dreht eine  $\lambda/2$ -Platte die Polarisationsrichtung, so dass nur ein Teil der Pulsenergie den Ring verlässt. Die nachfolgenden Pulse haben entsprechend der Ringlänge einen zeitlichen Abstand von 1,5 ns (Abb. 5.19). Diese Zeitdifferenz kann einfach vergrößert werden, der Ring lässt sich jedoch in der Praxis nicht wesentlich kompakter bauen.

Die Schwierigkeit des experimentellen Aufbaus besteht darin, dass diese Pulskette nicht mit einem einzelnen *Wollaston*-Interferometer aufgenommen werden kann. Die Bildwiederholfrequenz herkömmlicher Kameras reicht dafür bei weitem nicht aus. Die einzelnen Laserstrahlen müssen deshalb nach der Wechselwirkung mit dem Plasma räumlich voneinander getrennt und mit je einer eigenen Kamera detektiert werden. Deshalb wird der optische Ring so justiert, dass die einzelnen Strahlen nicht parallel sind, sondern den Ring unter je einem kleinen Winkel zum nachfolgenden Puls verlassen. Dieser Winkel muss einerseits so klein sein, dass die Strahlen am Ort des Targets noch hinreichend dicht bei-





**Abbildung 5.19:** In dem optischen Ring wird aus ursprünglich einem Puls eine Reihe von Pulsen mit abnehmender Amplitude erzeugt, deren zeitlicher Abstand von 1,5 Nanosekunden der Umlaufdauer im Ring entspricht.

einander liegen, so dass alle den Plasmabereich abdecken, er muss aber andererseits so groß sein, dass sich die Strahlen anschließend voneinander trennen lassen.

Da die Strahlen ab dem Ring auseinander laufen, wurde der Abstand zwischen optischem Ring und Plasma den experimentellen Gegebenheiten entsprechend (die Vakuumkammer hat einen Durchmesser von 1 m) so gering wie möglich gehalten. Mit einem Keplertelekop wird zudem eine Ebene des aufgefalteten<sup>25</sup> Rings auf das Target abgebildet. Der Winkel zwischen den Strahlen kann dann so groß gewählt werden, dass die Fokuspunkte der einzelnen Strahlen in der Brennebene der ersten Linse nach der Wechselwirkung mit dem Plasma 300  $\mu\text{m}$  auseinander liegen. Das reicht aus, um sie dort mit speziell angefertigten Spiegeln, die über eine scharfe Kante verfügen und bis zum Rand beschichtet sind, in verschiedene Raumrichtungen zu reflektieren. Erst nachdem die Strahlen räumlich voneinander getrennt sind, werden die einzelnen Pulse in je einem *Wollaston*-Kristall in zwei Teilstrahlen aufgespalten und wie bei einem herkömmlichen *Wollaston*-Interferometer weiterverarbeitet. In jedem Interferometerarm befindet sich eine weitere Linse, die in Kombination mit der ersten Linse das Target auf die Sensoroberfläche abbildet und die Vergrößerung bestimmt. Deshalb konnten verschieden Vergrößerungen und *Wollaston*-Kristalle mit unterschiedlichem Schnittwinkel gewählt werden, so dass bei Aufnahmen des Plasmas zu einem späteren Zeitpunkt der Sichtbereich größer und die Vergrößerung kleiner ist.

Das System ist für sechs Strahlen konzipiert worden und deckt damit einen Zeitbereich von wenigstens 7,5 ns ab. Bislang konnten nur drei der sechs Arme in Betrieb genommen werden, weil die Pulsenergie nicht ausreicht. Deshalb werden die Kristalle für die Frequenzverdreifung gegenwärtig gegen solche mit größerem Durchmesser ausgetauscht. Im Vergleich zu einem einzelnen Interferometer steht für das *Multi Frame Interferometer* mit sechs Strahlen deutlich weniger als ein Sechstel der Energie pro Kamera zur Verfügung. Nur ein Teil der Gesamtenergie verläßt den optischen Ring wieder in den ersten sechs Pul-

<sup>25</sup>Das System ist für 6 Pulse ausgelegt, der räumliche Abstand zwischen dem ersten und dem letzten Puls entspricht der fünffachen Ringlänge. Nach jedem Umlauf nimmt der Winkel relativ zum ersten Strahl um einen konstanten Betrag zu, wobei sich der Ursprung des zweiten Pulses und damit auch aller nachfolgenden durch Verschieben des Auskoppelpolarisators (vgl. Abb. 5.18) verändern lässt.

sen, und die einzelnen Pulse haben verschiedene Energien. Deshalb müssen die ersten fünf soweit abgeschwächt werden, dass der Dynamikbereich der für den sechsten Puls verwendeten Kamera gut ausgenutzt wird. In Kapitel 6.1 werden experimentelle Daten vorgestellt, die mit dem einfachen *Wollaston*-Interferometer und mit dem *Multi Frame Interferometer* gewonnen wurden.

## 6 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

### 6.1 Orts- und zeitaufgelöste Bestimmung der Elektronendichte

Für die Untersuchung von lasererzeugten Plasmen spielt die optische Interferometrie eine bedeutende Rolle, weil diese Technik eine quantitative und orts aufgelöste Messung der Dichte freier Elektronen unter vielfältigen Experimentbedingungen erlaubt. Die Kenntnis dieses Plasmaparameters ist für ein verbessertes Verständnis der Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung unumgänglich, weil Ionenstreuung an freien Elektronen in einem Plasma signifikant zum Bremsvermögen beiträgt (vgl. Kap. 2.2).

In diesem Kapitel werden exemplarisch Daten von Kohlenstoffplasmen gezeigt, die mit dem einfachen Wollaston-Interferometer und mit dem im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten *Multi-Frame*-Interferometer gewonnen wurden. Mit dem herkömmlichen *Wollaston*-Interferometer kann bei einem Experiment die räumliche Verteilung der Elektronendichte nur zu einem Zeitpunkt relativ zur Entstehung des Plasmas gemessen werden. Mit Blick auf die Wechselwirkungszeit des Ionenstrahls mit dem expandierenden Plasma erstreckt sich der interessierende Zeitbereich über etwa 20 Nanosekunden. Um eine Beschreibung der zeitlichen Dichteentwicklung zu erhalten, ist daher eine Vielzahl von Experimenten notwendig, in denen der Zeitabstand zwischen Heizlaser und Diagnostikpuls variiert werden muss. Die so gewonnenen Elektronendichten sind nur im Rahmen reproduzierbarer Experimentparameter vergleichbar, wobei sich der Einfluss schwankender Pulsenergie oder der Beschaffenheit der Targetoberfläche schlecht quantifizieren lässt.

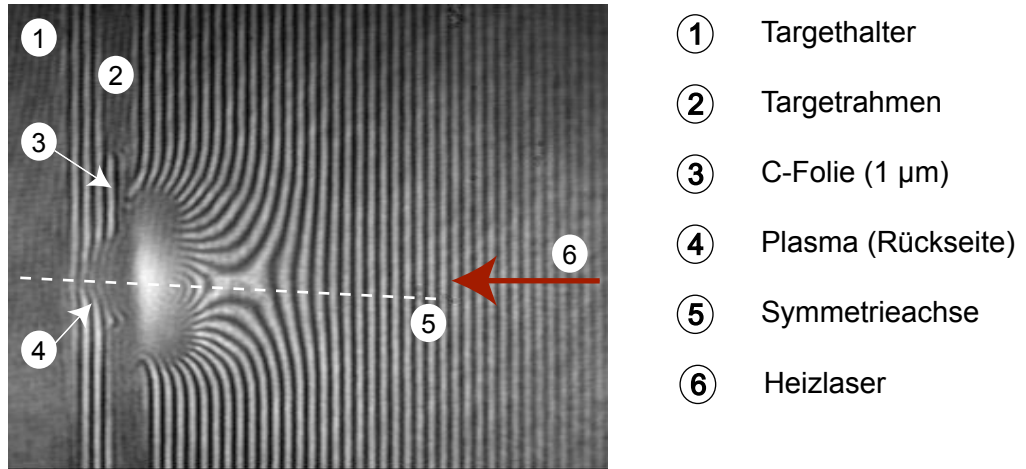
Mit dem *Multi-Frame*-Interferometer lassen sich bei einem Experiment Aufnahmen<sup>1</sup> des Interferenzmusters zu verschiedenen Zeiten gewinnen, wobei der Abstand zwischen den Bildern konstant, aber zwischen 1,5 ns und 6 ns einstellbar ist. Der Aufbau beider Interferometer ist in Kapitel 5.6 erläutert und in Kap. 2.1.2 ist die Methode beschrieben, nach der aus der gemessenen Verschiebung der Interferenzstreifen die Elektronendichte berechnet<sup>2</sup> wurde.

Die Abbildung 6.1 zeigt ein typisches Interferenzmuster, das mit einem *Wollaston*-Interferometer von einem lasererzeugten Plasma aufgenommen wurde. Aus der Verschiebung der Streifen gegenüber ihrer ursprünglichen Lage kann die Phasenveränderung über den Querschnitt des Diagnostikstrahls berechnet werden, nachdem dieser das Plasma durchdrungen hat. Unter der Annahme einer zylindersymmetrischen Dichteverteilung folgt aus der zweidimensionalen Phasenverteilung die dreidimensionale (aber rotationssymmetrische) Verteilung der Elektronendichte. In der Abbildung 6.2 ist die mit zunehmender Distanz von der Targetoberfläche abnehmende Elektronendichte in einem Kohlenstoffplasma gezeigt. Die Kurven entsprechen drei Momentaufnahmen der Plasmaexpansion

---

<sup>1</sup>Die Diagnostik ist für bis zu sechs Bilder bei einem Experiment konzipiert worden. Bislang konnten davon nur drei experimentell realisiert werden, weil gegenwärtig nicht genügend Licht (355 nm) zur Verfügung steht.

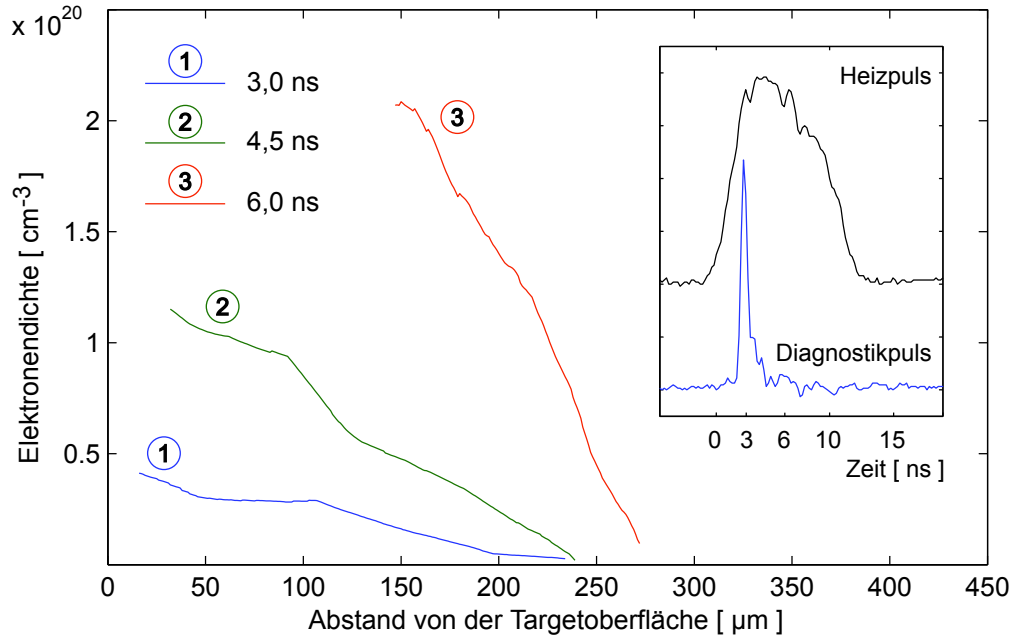
<sup>2</sup>Die Auswertung erfolgte mit einem Rechenprogramm, das Herr Dipl.-Phys. A. Pelka im Rahmen seiner Diplomarbeit [54] an der GSI entwickelt hat.



**Abbildung 6.1:** Bild der verschobenen Interferenzstreifen für ein lasererzeugtes Plasma.

mit einem zeitlichen Abstand von 1,5 ns, die bei einem Experiment mit dem *Multi-Frame-Interferometer* aufgenommen wurden. Der erste Diagnostikpuls wurde dabei zeitlich so mit dem Heizlaser synchronisiert, dass dessen Maximum in der ansteigenden Flanke des Heizpulses (vgl. die kleine Abbildung) bei  $t = 3 \text{ ns}$  liegt. Die zweite und dritte Aufnahme zeigt die zunehmende Elektronendichte während der Heizphase. Erst zu späten Zeiten flacht der Gradient der Elektronendichte wieder ab. Die maximal messbare Elektronendichte ist mit  $\approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  kleiner als die kritische Elektronendichte  $n_{ec} = 8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  für die Wellenlänge ( $\lambda = 355 \text{ nm}$ ) des Diagnostiklasers. Zu frühen Zeiten (während der Heizphase) und für Plasmen großer Ausdehnung ( $\approx 1 \text{ mm}$ ) beschränkt ein anderer Effekt die maximal messbare Elektronendichte: Wenn sich die Elektronendichte und damit der Brechungsindex während des Diagnostikpulses (0,5 ns FWHM) so stark ändert, dass die Phasenänderung gegenüber der Referenz größer als  $\pi$ -rad wird, können keine Interferenzstreifen mehr beobachtet werden [53]. Der Kontrast wird auch durch Absorption und zunehmendes Plasmaleuchten im dichten Bereich vermindert.

Diese Daten wurden bei einer Messung zum Energieverlust von Ionen in Plasma gewonnen und geben die Verteilung der Elektronendichte für typische Experimentparameter wieder. Der Laserpuls wurde mit der Kombination aus Linsendoublet und Phasenplatte (vgl. Kap. 5.1.2) auf einen Bereich von 1 mm Durchmesser fokussiert. Mit der Pulsenergie von 57 J (bei 1064 nm Wellenlänge) ergibt sich eine zeitlich gemittelte Intensität auf der Oberfläche der Kohlenstoffolie von  $\approx 7,3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ .



**Abbildung 6.2:** Verlauf der Elektronendichte senkrecht zur Targetoberfläche zu verschiedenen Zeiten. Diese Aufnahmen wurden mit dem *Multi-Frame*-Interferometer (vgl. Kap. 5.6.2) in einem Experiment gewonnen. Die Schnitte zeigen die Elektronendichte entlang der Symmetrieachse in einem zeitlichen Abstand von 1,5 ns.

## 6.2 Energieverlustmessung mit direkt geheizten Targets

Seit den ersten Experimenten [3,4] an der GSI, in denen das Bremsvermögen von Ionen in lasererzeugten Plasmen untersucht wurde, ist der experimentelle Aufbau sowohl auf Seiten des Lasersystems als auch in Bezug auf die Ionendiagnostik systematisch weiterentwickelt worden [29,56]. In diesem Kapitel werden Energieverlustdaten gezeigt, die mit einem neuen Ionendetektor und verbesserten Strahlparametern des *Nhelix*-Lasers (vgl. Kap. 4) gewonnen wurden. Neben den Experimenten mit dünnen Folien als Targets konnte auch erstmals der Energieverlust in einem lasergeheizten kleinporigen Schaum gemessen werden, dessen Dichte nur 1/1000 Festkörperdichte beträgt. Die Flächendichte und das Streuvermögen dieses Schaumtargets wurden mit einer  $\alpha$ -Teilchenquelle gemessen und mit den Daten herkömmlicher Folientargets aus Kohlenstoff verglichen (Kap. 6.2.2). Der nachfolgende Abschnitt befasst sich mit der Frage, wieviel der Laserenergie bei gegebener Pulsdauer und Foliendicke im Plasma absorbiert wird.

### 6.2.1 Transparenz von C-Folien für Laserlicht

Die experimentell gewonnenen Daten zum Energieverlust von Ionen des Beschleunigers in lasererzeugtem Plasma sollen mit theoretischen Modellen verglichen werden, welche die Wechselwirkung der Projektilionen mit den Plasmateilchen beschreiben. Daher ist eine genaue Kenntnis der Plasmamparameter, wie etwa Temperatur, Dichte und Ionisationsgrad unerlässlich. Experimentell ist der Bereich mit Dichten  $> 10^{20}$  Teilchen pro Kubikzentimeter aber nur schwer zugänglich, so dass Plasmamparameter auch mit (hydrodynamischen)

Simulationen bestimmt werden müssen. Deren Aussagekraft kann zumindest in dem experimentell zugänglichen Parameterbereich an der Übereinstimmung der berechneten Werte mit den Experimentdaten gemessen werden.

Um die Heizung eines Festkörpers und die Plasmaexpansion bei bekannten Laserparametern wirklichkeitsgetreu simulieren zu können, muss die im Plasma absorbierte Laserenergie bekannt sein. Neben diffuser Streuung von Laserlicht, die gegenwärtig mit Kalorimetern am *Nhelix* winkelabhängig gemessen wird, und Reflexion, etwa durch stimulierte *Brillouin*-Streuung, kann auch ein Teil der Laserenergie das Target passieren, wenn die Folie im Verhältnis zur Pulsdauer und Lichtintensität des Lasers zu dünn gewählt wurde. Dies wird nachfolgend erläutert.

Mit dem *Nhelix* steht an der GSI heute ein Lasersystem bereit, mit dem 100 J Laserenergie in einer Zeit von 10 ns (FWHM<sup>3</sup>) bei der fundamentalen Wellenlänge (1064 nm) erzeugt werden können. Seit eine Pockelszelle am Ausgang des Oszillators in den Strahlengang integriert wurde, ist die Pulsdauer zudem einstellbar, kann aber - bedingt durch die endliche Anstiegszeit des elektrischen Feldes in der Zelle - nur auf eine minimale Pulsbreite von  $\approx 5$  ns verkürzt werden. Während dieser Zeit abstrahlt bereits Materie an der Targetoberfläche, strömt ab und wird stetig mit der absorbierten Laserenergie geheizt.

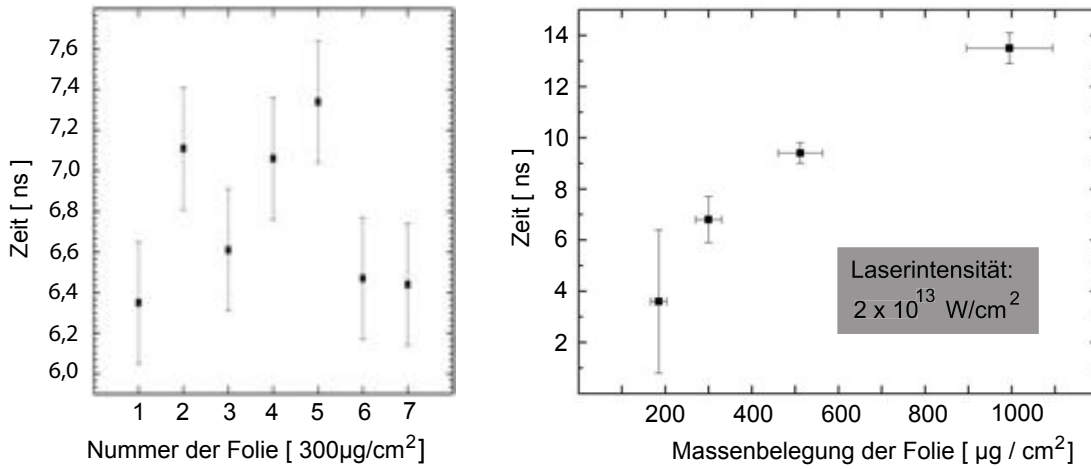
Für Kohlenstoff als Targetmaterial (C-Folien) wird bei diesen Laserparametern das Plasma auch dann nicht vollständig ionisiert, wenn der Laserpuls bestmöglich fokussiert, wobei lokal Plasmatemperaturen in der Größenordnung von 100 eV erreicht werden. Eine erste Abschätzung der Expansionsgeschwindigkeit des abströmenden Kohlenstoffplasmas liefert die Schallgeschwindigkeit  $c_s = \sqrt{Zk_B T/M_i} \approx 50 \mu\text{m/ns}$ . Der mittlere Ladungszustand  $Z$  hängt mit der Temperatur für Plasmen im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht über die Saha-Gleichung zusammen und kann in Abhängigkeit von der Dichte berechnet werden, wenn die Ionisierungsenergien bekannt sind [2]. Hier wurde He-artiger Kohlenstoff angenommen, d.h.  $Z = 4$ . Dies zeigt, dass während der Heizdauer von der etwa  $1 \mu\text{m}$  dicken C-Folie bereits Plasma auf eine Länge von  $\approx 250 \mu\text{m}$  expandiert ist.

Es stellt sich die Frage, ob das Plasma zu diesem Zeitpunkt für die Laserwellenlänge noch über den gesamten Fokusbereich überkritisch ist, d.h. ob die Elektronendichte nicht bereits unter einen Wert von  $n_c(1064 \text{ nm}) = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  gefallen ist, so dass Laserlicht das Plasma durchdringen kann.

Mit einem einfachen Aufbau lässt sich der Zeitpunkt innerhalb des Laserpulses bestimmen, ab dem Licht der Laserwellenlänge das Plasma durchdringt: Ohne Target wird ein Teil des Strahls mit einer Sammeloptik eingefangen, über teilreflektive Optiken aus der Kammer transportiert und mit einer schnellen Photodiode detektiert. Für das Experiment mit voller Energie sind entsprechend zusätzliche Neutraldichtefilter und ein Interferenzfilter in den Strahlengang einzubringen, der verhindert, dass neben Laserlicht auch Plasmaleuchten detektiert wird. Eine ausführliche Beschreibung des experimentellen Aufbaus ist in [57] zu finden. Die Abbildung 6.3 zeigt in Abhängigkeit von der Massenbelegung der C-Folie, wie lange es dauert, bis das Plasma für Laserlicht transparent wird. Die Zeiten sind auf den Beginn des Laserpulses bezogen, der über das 3-Sigma-Kriterium definiert ist: Der Beginn des Laserpulses entspricht dem Zeitpunkt, zu dem das gemessene Photodiodensignal die dreifache Standardabweichung des Rauschens überschreitet.

---

<sup>3</sup>FWHM: Full Width at half Maximum



**Abbildung 6.3:** Für C-Folien, die nominell die gleiche Massenbelegung von  $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  haben, schwankt die Zeit, nach der erstes transmittiertes Laserlicht gemessen wird, um  $\pm 0,5 \text{ ns}$ . In der rechten Abbildung ist die Zeitspanne, nach der die C-Folie im Mittel für Laserlicht der Wellenlänge  $1064 \text{ nm}$  transparent wird, in Abhängigkeit von der Foliendicke angegeben. Diese Experimente wurden bei einer Intensität von  $2 \times 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$  durchgeführt.

Diese Experimente sind bei moderater Energie von im Mittel  $8,7 \text{ J}$  durchgeführt worden, um die Repetitionsrate zu erhöhen und mit bestmöglichem Strahlprofil arbeiten zu können. Die Intensität auf dem Target wurde über den Fokusbereich auf etwa  $2 \times 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$  eingestellt und entspricht damit der zu erwartenden Intensität des *Phelix*-Lasers, wenn dieser für die Ionen-Plasma-Wechselwirkungsexperimente mit einer Phasenplatte auf einen Durchmesser von  $800 \mu\text{m}$  fokussiert wird. Die Pulsdauer des Faseroszillators am *Phelix*-Laser ist zwischen 10 und einer Nanosekunde einstellbar, womit bei bis zu  $1 \text{ kJ}$  Pulsenergie und einem großen Fokusbereich ( $800 \mu\text{m}$ ) eine Intensität auf dem Target von etwa  $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$  erzielt werden kann. Die hier gezeigten experimentellen Daten legen nahe, dass es nicht sinnvoll ist, mit einer Pulsdauer zu arbeiten, die  $6 \text{ ns}$  Fußbreite übersteigt, wenn mit C-Folien der Massenbelegung  $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  gearbeitet wird. Eine Dichte im Bereich von  $100$  bis  $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  hat sich für die Energieverlustexperimente als guter Kompromiss herauskristallisiert: Für dickere C-Folien wird die Energieverbreiterung durch Streuung im Plasmatarget zu groß, die Amplitude des Meßsignals eines Ionenpulses nimmt ab und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wird so klein, dass die Lage des Ionenpulses nicht mehr bestimmt werden kann. Dagegen liegt der Nachteil von sehr dünnen Folien darin, dass die Änderung der Teilchenenergie entsprechend gering, der relative Energieverlust also klein ist. Für eine  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -Folie und typische Experimentparameter (vgl. Kap. 6.2.3) beträgt die Änderung des Energieverlustes in Plasma gegenüber dem Festkörper bezogen auf die Energie der Projektile nur  $\approx 0,35 \%$ . Diesen geringen Effekt zu messen, stellt höchste Ansprüche an den experimentellen Aufbau.

Bei den bisherigen Messungen zum Energieverlust mit dem *Phelix*-Laser ist mit Intensitäten gearbeitet worden, die mit  $10^{12} \text{ W}/\text{cm}^2$  um eine Größenordnung niedriger liegen, so dass nur dann bei Folien mit einer Massenbelegung kleiner als  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  transmittiertes Laserlicht gemessen wird, wenn die Pockelszelle nicht in Betrieb ist. Die Laserintensität steigt dann entsprechend des gaussförmigen zeitlichen Profils mit einer Halbwertsbreite von  $15 \text{ ns}$  nur langsam an und es dauert etwa  $10 \text{ ns}$ , bis sie ihren maximalen Wert erreicht

hat. Während dieser Zeit expandiert das Plasma aber bereits, so dass die Dichte je nach Foliendicke bereits unterkritisch sein kann, bevor der Laserpuls zu Ende ist.

Die Flächenbelegung der verwendeten Folien aus Kohlenstoff wird laut Hersteller mit einem Fehler von  $\pm 10\%$  angegeben. Eine Möglichkeit, die Flächenbelegung von Targets im Vorfeld eines Beschleunigerexperiments selbst zu messen, wird im nachfolgenden Kapitel geschildert.

### 6.2.2 Bestimmen der Flächenbelegung von Targets mit $\alpha$ -Teilchen

Für Festkörper mit bekannter chemischer Zusammensetzung kann der differentielle Energieverlust  $dE/dx$  als Funktion der Projektilenergie berechnet werden, woraus bei bekannter Flächendichte  $\rho_A$  [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ] des Targets der totale Energieverlust in kalter Materie für eine spezifische Ionensorte folgt. Die Flächendichte hingegen lässt sich über den experimentell sehr gut bekannten differentiellen Energieverlust ( $dE/dx$ ) aus der gemessenen Energie von  $\alpha$ -Teilchen einer radioaktiven Quelle bestimmen, nachdem diese die Probe durchdrungen haben.

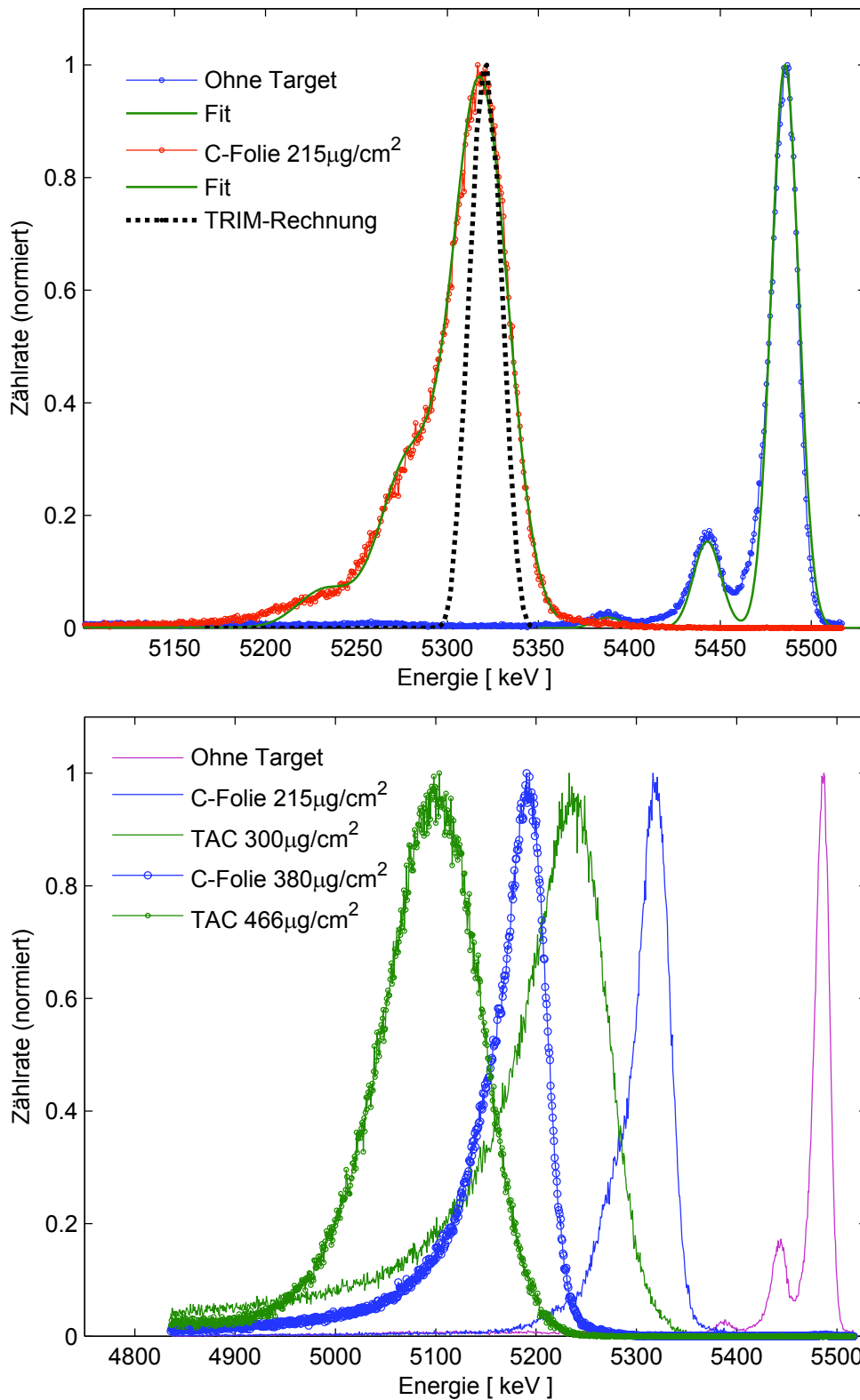
Von großen Folienstücken ( $\approx 10 \times 10$  cm) wird die Massenbelegung üblicherweise bestimmt, indem die Folie gewogen und deren Fläche vermessen wird. Die Dickentoleranz der verwendeten Kohlenstofffolien wird vom Hersteller mit  $\pm 10\%$  angegeben, so dass sich auch für kleine Stücke ( $\approx 5 \times 5$  mm), die im Experiment eingesetzt werden, Zahlenwerte für die Flächenbelegung angeben lassen. Dagegen bietet eine Messung mit  $\alpha$ -Teilchen im Vorfeld des Experiments nicht nur die Möglichkeit, einen genauen Wert der Flächenbelegung zu messen, sondern auch, Informationen über die Verbreiterung (Straggling) der Energieverteilung von Projektilen in einer spezifischen Probe zu erhalten. Dieses Streuverhalten der Targets bestimmt die Dispersion eines Ionenpulses (Mikrobunch) des Beschleunigers während der Flugzeit vom Target zum Detektor. Mit zunehmender Breite eines Pulses sinkt die Amplitude, und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verschlechtert sich. Im Grenzfall sind die einzelnen Mikrobunche, die am Ort des Targets eine Halbwertsbreite von wenigen Nanosekunden und einen zeitlichen Abstand von 9,2 ns haben, nach der Flugstrecke am Ort des Detektors nicht mehr voneinander zu trennen.

In den zurückliegenden Experimenten zum Energieverlust von Ionen in Plasma [2, 3] wurden vor allem Folien aus Kohlenstoff mit einer Flächenbelegung zwischen 100 und  $1000 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  eingesetzt. Bei diesen Folientargets ist die Energieverbreiterung so gering<sup>4</sup>, dass die einzelnen Pulse klar voneinander getrennt und deren zeitlicher Verlauf bestimmt werden kann. Im Hinblick auf die nächste Generation von Experimenten, bei denen das Plasmatarget nicht mehr durch direkte Bestrahlung mit dem Laser, sondern mit thermischer Strahlung aus einem Hohlraumkonverter erzeugt werden soll, wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Targets aus mikroporösem Schaum geringer Dichte getestet. Solche Materialien, deren mittlere Dichte bis zu einem Faktor 1000 unter der Festkörperdichte liegen kann, gelten als vielversprechende Kandidaten, um mit thermischer Strahlung homogene Plasmen mit großem Volumen ( $\approx 1 \text{ mm}^3$ ) zu erzeugen. Sie sind deshalb für die Experimente zum Energieverlust in Plasmen interessant, vorausgesetzt, sie streuen den Ionenstrahl nicht zu stark auf. Je nach Porengröße und Verteilung der Zellen über das Probenvolumen können diese Targets bei gleicher mittlerer Flächenbelegung im Vergleich zu einem Folientarget homogener Festkörperdichte allerdings zu einer signifikant höheren Energiebreite führen.

---

<sup>4</sup>Die Pulsbreite (FWHM) nimmt über 12,1 m Flugstrecke mit einer C-Folie der Flächenbelegung  $\rho_A = 420 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  um lediglich  $\approx 3,5\%$  zu (gemessen mit  $^{36}\text{Ar}$ -Ionen bei einer Energie von 4 MeV/u).





**Abbildung 6.4:** Zur Bestimmung der Massenbelegung und des Streuverhaltens von Targets aus Kohlenstoff und solchen aus mikroporösem Schaum (Cellulosetriacetat) mit  $\alpha$ -Teilchen. Experimentell bestimmte Energiebreite und Vergleich mit einer Monte-Carlo-Simulation (TRIM). Die Abbildungen werden im Text erläutert.

Durch die Messung der Energieverbreiterung mit  $\alpha$ -Teilchen und bei einem Experiment am Beschleuniger der GSI konnte gezeigt werden, dass sich eine spezielle Sorte von Schaumtargets für die Flugzeitmessung eignet. Diese Schäume<sup>5</sup> bestehen aus Cellulosetriacetat ( $C_2H_4O_2$ ) mit Dichten im Bereich weniger Milligramm pro Kubikzentimeter, also etwa 1/1000 Festkörperdichte, denen ein Kupferzylinder mit 1,7 mm Innendurchmesser Halt gibt.

Die Massenbelegung und das Streuverhalten der Proben wurden im Targetlabor der TU-Darmstadt (vgl. Kap. 3) mit  $\alpha$ -Teilchen aus einer Americiumquelle gemessen. Die drei Zerfallskanäle des Americium in Neptunium mit den größten relativen Häufigkeiten liefern  $\alpha$ -Teilchen mit Energien von  $E_1 = 5485,56$  keV ( $I_{rel.} = 84,5\%$ ),  $E_2 = 5442,8$  keV ( $I_{rel.} = 13,0\%$ ) und  $E_3 = 5388,23$  keV ( $I_{rel.} = 1,6\%$ ). Diese Energien sind bei einer Messung ohne Target klar voneinander zu trennen, obschon die einzelnen gaussförmigen Häufigkeitsverteilungen bereits ineinander greifen (vgl. Abb. 6.4 oben). Um die Verschiebung der einzelnen Linien und deren Energiebreite bestimmen zu können, wurde eine Überlagerung aus drei Gaussfunktionen an die Datenpunkte angepasst. Da die Amplituden über die bekannten relativen Häufigkeiten in einem festen Verhältnis zueinander stehen und der Abstand der Linien zueinander ebenfalls bekannt ist, bleiben als freie Parameter lediglich eine gemeinsame Halbwertsbreite für die drei Gaussfunktionen sowie ein Lageparameter, der den Energieverlust im Target angibt. In der Abbildung 6.4 (oben) ist dies exemplarisch für eine Kohlenstoffolie gezeigt. Die Differenz der so bestimmten Energiebreite zu der ohne Target ergibt die Energieverbreiterung der Verteilung. Sie stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit der Energiebreite überein, die aus einer Monte-Carlo-Simulation (TRIM) von monoenergetischen  $\alpha$ -Teilchen (5485,56 keV) berechnet wurde (gestrichelte Linie).

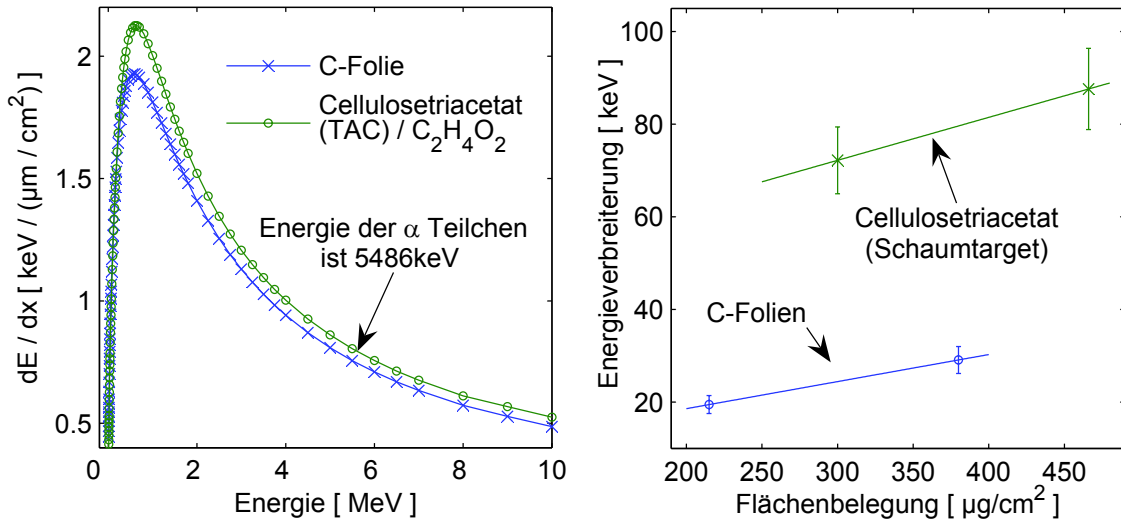
Im Unterschied zu Festkörpertargets ergibt eine Rechnung für das Schaumtarget mit TRIM keine Aussage über die Energieverbreiterung, weil für die Monte-Carlo-Simulation eine homogene Verteilung der streuenden Atome angenommen wird. Es ist aber gerade die poröse Struktur des Schaums ( $\approx 2\text{mg/cm}^3$ ) und etwaige Schwankungen in der Dichteverteilung, die zu einer zusätzlichen Verbreiterung führen. Diese lässt sich nur experimentell bestimmen.

Neben den Daten der beiden C-Folien sind in Abbildung 6.4 auch die Energieverteilungen der  $\alpha$ -Teilchen zu sehen, nachdem diese Energie in Targets aus Cellulosetriacetat (TAC) verloren haben. Es ist klar zu erkennen, dass der mikroporöse Schaum (TAC) mit seiner geringen Dichte von  $\approx 2\text{mg/cm}^3$  bei vergleichbarer Flächenbelegung energetisch stärker streut als eine C-Folie. In Abb. 6.5 werden die experimentell bestimmten Verbreiterungen der Energieverteilungen gegenübergestellt: Bei einer Flächenbelegung von  $300\text{ }\mu\text{g/cm}^2$  sind etwa 65% der Energieverbreiterung auf eine inhomogene Liniendichte über den Querschnitt der Probe zurückzuführen. Obwohl die Verbreiterung mit Heliumkernen als Projektilen um einen Faktor drei größer ist als in der C-Folie, eignet sich dieser Schaum noch als Target für die Energieverlustmessungen am Linearbeschleuniger der GSI. Experimente mit  $^{36}\text{Ar}$  als Projektilen bei einer Energie von 4 MeV pro Nukleon haben gezeigt, dass sich die Halbwertsbreite der Ionenpulse über die Flugstrecke bis zum Detektor um 14,1% vergrößert, die einzelnen Pulse aber noch klar voneinander zu unterscheiden sind.

Die Massenbelegung der Schäume und Folien wurde aus der gemessenen Energieverschie-

---

<sup>5</sup>Sie werden am Lebedev Physical Institute RAS (Moskau) hergestellt. Eine ausführliche Beschreibung zu Herstellung, Handhabung und verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten für diese Art Targets findet sich in [58].



**Abbildung 6.5:** In der linken Abbildung ist der differentieller Energieverlust  $dE/dx$  von  $\alpha$ -Teilchen in Kohlenstoff (Folie) und Cellulosetriacetat (Schaum) in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Heliumkerne gezeigt. Die rechte Abbildung zeigt, um wieviel sich die Energiebreite (FWHM) der  $\alpha$ -Teilchen-Verteilung in Schaumtargets gegenüber Folientargets bei gleicher Massenbelegung vergrößert.

bung mit Hilfe der tabellierten Werte [45] für den differentiellen Energieverlust  $dE/dx$  bestimmt. Im betrachteten Energiebereich von 5,1 bis 5,4 MeV der  $\alpha$ -Teilchen ändert sich  $dE/dx$  hinreichend linear (vgl. Abb.6.5) und der relative Energieverlust in der Probe ist klein ( $\approx 5\%$ ), so dass mit einem mittleren differentiellen Energieverlust gerechnet werden kann. Die mit den  $\alpha$ -Teilchen gewonnenen Werte für die Massenbelegung stimmen mit den Daten überein, die sich über die Flugzeitmessung mit den Ionen des Beschleunigers berechnen lassen. In der Tabelle 6.1 sind charakteristische Zahlenwerte für die vermessenen Folien- und Schaumtargets zusammengefasst.

	Energieverlust	dE/dx bei E		Flächenbelegung	Verbreiterung (FWHM) [keV]	
	[ keV ]	[keV / (μg/cm²)]	[keV]	[μg / cm²]	gemessen	TRIM
C-Folie 1	165	0,766	5403,1	215	19,5	20,7
C-Folie 2	294	0,773	5338,6	380	29,1	27,1
TAC 1	246	0,82	5362,6	300	72,2	-
TAC 2	386	0,828	5292,6	466	87,6	-

**Tabelle 6.1:** Charakteristische Werte der Messung zu Massenbelegung und Energieverbreiterung von  $\alpha$ -Teilchen in C-Folien und in Cellulosetriacetat (TAC). Der differentielle Energieverlust  $dE/dx$  ist für die mittlere Energie der Teilchen zwischen Ein- und Austrittsenergie angegeben.

### 6.2.3 Energieverlustmessung mit dünnen Folien und Schaumtargets

In diesem Abschnitt wird der zeitliche Verlauf des gemessenen Energieverlustes von Argon-Ionen ( $^{36}\text{Ar}$ ) gezeigt, wobei als Targets Kohlenstofffolien einer Dicke und ein Schaum (TAC) verwendet wurden. Der experimentelle Aufbau ist in Kapitel 5.1 beschrieben. Diese Experimente wurden mit einer Laserenergie von 50 J bei 12 ns Pulsbreite (FWHM) und

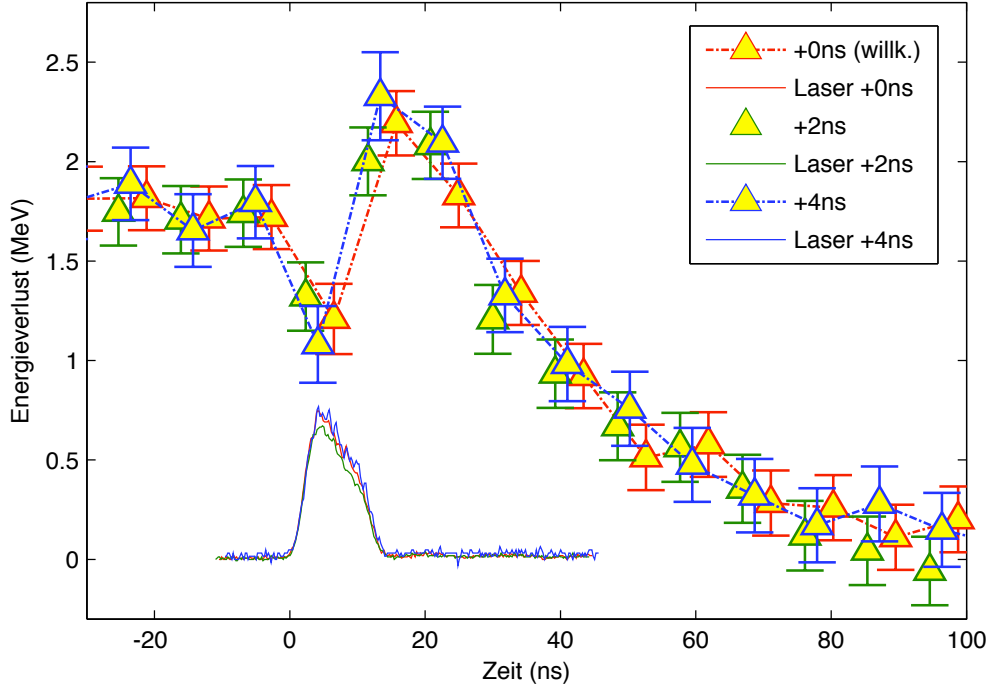
einem Fokusdurchmesser von  $1000\text{ }\mu\text{m}$  durchgeführt. Dies entspricht einer mittleren Intensität auf dem Target von  $10^{12}\text{ W/cm}^2$ . Gegenüber früheren Experimenten [2] konnte insbesondere die räumliche und zeitliche Strahlqualität durch vielfältige Änderungen am *Nhelix*-Lasersystem verbessert werden (vgl. Kap. 4). Auf Seiten der Ionenstrahldiagnostik wurde in Zusammenarbeit mit dem Detektorlabor der GSI ein Diamantdetektor mit Subnanosekunden-Zeitauflösung entwickelt [29], der für die Flugzeitmessung eingesetzt wird und die bislang verwendete Multi-Sphere- bzw. Multi-Channel Plate ersetzt. Auf die Vorteile dieses Detektors und die Verbesserungen des experimentellen Aufbaus für die Messung des Energieverlustes von schweren Ionen in lasererzeugtem Plasma wurde in Kapitel 5.1 eingegangen.

In Abbildung 6.6 ist der Energieverlust von Projektilen des Beschleunigers mit einer kinetischen Energie von  $144\text{ MeV}$  pro  $^{36}\text{Ar}$ -Ion in Kohlenstoffolien der Flächenbelegung  $100\text{ }\mu\text{g/cm}^2$  dargestellt. Bis zu dem Zeitpunkt  $t = 0\text{ ns}$ , bei dem der Laser die Probe trifft, verliert jedes  $^{36}\text{Ar}$ -Ion im Festkörper  $1,7\text{ MeV}$ . Während der Heizphase sinkt der Energieverlust, d.h. die Ionen verlieren weniger Energie als im kalten Festkörper. Erst nach etwa  $10\text{ ns}$  setzt das erwartete Verhalten ein: Über einen Zeitraum von  $15\text{ ns}$  ist das Bremsvermögen des Plasmas größer als im Festkörper, so dass sich im Maximum bei  $t \approx 20\text{ ns}$  der relative Energieverlust  $\Delta E/E$  um  $\approx 0,35\text{ }\%$  geändert hat.

Alle Experimente dieser Konfiguration zeigen einen verminderten Energieverlust während der Heizphase des Lasers, der im Widerspruch zu den gängigen Modellen zur Beschreibung der Ionen-Plasma-Wechselwirkung steht. Der Beitrag freier Elektronen im Plasma vergrößert das Bremsvermögen gegenüber dem eines Festkörpers mit gleicher Teilchenzahl. Ebenso führen Umladungsprozesse der Projektilionen in Plasma zu einem höheren mittleren Ladungszustand im Vergleich zur Festkörperverteilung. Dieser geht quadratisch in den differentiellen Energieverlust ein und vergrößert das Bremsvermögen zusätzlich (vgl. Kap. 2.2).

Die Abtastrate, mit der die zeitliche Veränderung des Energieverlustes gemessen werden kann, ist durch den Abstand der einzelnen Ionenpulse des Beschleunigers von  $9,2\text{ ns}$  vorgegeben. Um ein feineres Raster zu erhalten, müssen daher mehrere Experimente miteinander verglichen werden, bei denen der Laserpuls jeweils um wenige Nanosekunden relativ zu der Struktur der Ionenpulse verschoben wird. Die Synchronisation von Ionen- und Laserpuls ist möglich und liefert die gezeigten Datenpunkte mit einem Abstand von zwei Nanosekunden.

Um diese verschiedenen Experimente miteinander in Beziehung setzen zu können, muss der Zeitpunkt bestimmt werden, zu dem ein spezifischer Ionenpuls des Beschleunigers relativ zum Laserpuls das Folientarget bzw. Plasma durchflogen hat. Die Röntgenstrahlung des Plasmas erzeugt ein Signal im Stoppdetektor, das um die Differenz der Licht- zur Ionenflugzeit früher gemessen wird. Tatsächlich werden in dem Detektor so viele Elektronen durch die Photonen des Plasmas erzeugt, dass dieser für eine Zeit von etwa  $200\text{ ns}$  blind ist und erst danach wieder ankommende Ionenpulse detektieren kann. Die ansteigende Flanke dieses Photonensignals liefert eine Zeitmarkierung auf den Signalen des Stoppdetektors, aus der sich auf die Lage des Laserpulses schließen lässt. Im Vergleich zu früheren Messungen ist die Lage dieser Referenz heute besser definiert, weil die Pulsform des Lasers mit einer Pockelszelle beschnitten wird. So steigt die Laserintensität innerhalb von  $3\text{ ns}$  auf ihren Maximalwert an, ohne Pockelszelle dauert das bei einer Halbwertsbreite des Pulses von  $15\text{ ns}$  (FWHM) etwa  $10\text{ ns}$ . Das Antwortsignal des Stoppdetektors auf die eintreffen-



**Abbildung 6.6:** Energieverlust pro  $^{36}\text{Ar}$ -Ion in Kohlenstoffplasma als Funktion der Zeit. Das Plasma wurde mit dem *Nhelix*-Laser durch direkte Bestrahlung der C-Folien ( $100\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) mit einem Fokussdurchmesser von 1 mm (Phasenplatte) erzeugt. Pulsenergie: 50 J bei 1064 nm Wellenlänge.

de Röntgenstrahlung<sup>6</sup> steigt zwar innerhalb von weniger als  $\approx 1,5$  Nanosekunden bis auf den Sättigungswert an, mit dieser Genauigkeit kann aber der Zündzeitpunkt des Plasmas nicht bestimmt werden. Deshalb wird bei jedem Experiment das zeitliche Pulsprofil des Lasers mit Bezug auf die gleiche Zeitachse gemessen, auf die auch die Stoppdetektorsignale referenziert werden können. Unter Beachtung der Kabelllaufzeiten sowie der Licht- bzw. Ionenflugzeiten wird so für jedes Experiment die Lage des Laserpulses zu den gemessenen Stoppdetektorsignalen bestimmt. In der Abbildung 6.6 ist die Pulsform des Lasers an der so bestimmten Zeitposition mit angegeben. Die relative Lage kann aber nicht genauer als bis auf eine Nanosekunde berechnet werden und stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem Wert überein, der aus der Analyse des Röntgensignals auf dem Stoppdetektor folgt.

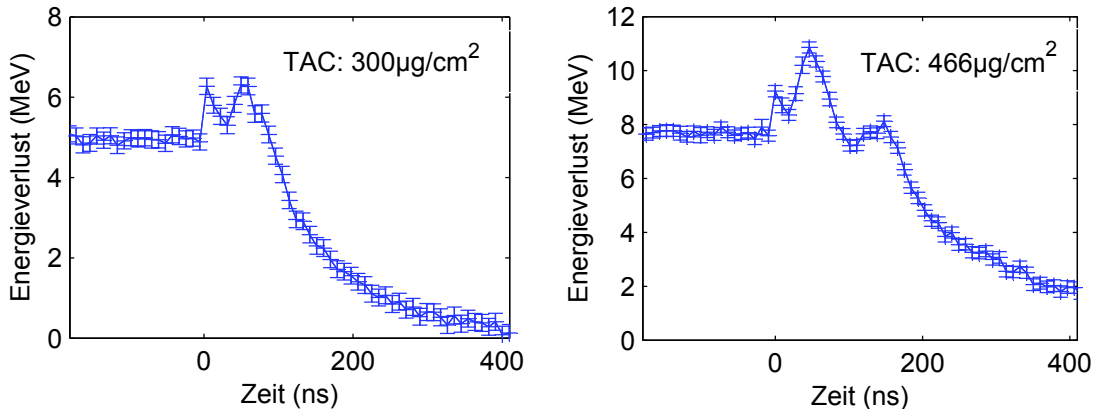
Die Intensität des Röntgenblitzes und damit die Totzeit des Detektors hängt auch vom Targetmaterial ab und ist für Elemente mit vielen Elektronen messbar länger (vgl. [2] S.43f.). Mit Kohlenstoffolien kann der Diamantdetektor etwa 200 ns später wieder Signale detektieren. Das ist deshalb ausreichend früh, weil die Ionenpulse mit einer kinetischen Energie von 4 MeV pro Nukleon  $\approx 440$  ns benötigen, um die Strecke vom Target bis zum Stoppdetektor zurückzulegen. Wenn allerdings mit mehr Laserenergie experimentiert werden soll (*Phelix*: 500 J) oder ein Hohlraumkonverter aus Gold zum Einsatz kommt, wird die Totzeit länger andauern als die Flugzeit der Ionen bis zum Detektor.

<sup>6</sup>Ein Ion oder Photon muss mindestens 13 eV Energie in dem Diamantdetektor deponieren, damit ein Elektron-Loch-Paar erzeugt werden kann [29].

Die Lichtintensität kann dann mit einer dünnen Folie, die unmittelbar vor dem Stopptektor platziert wird, reduziert werden. Der zusätzliche Energieverlust in dieser Folie wirkt sich so, wegen der fehlenden Flugdauer bis zum Detektor, nicht in einer verspäteten Ankunftszeit aus. Alternativ besteht die Möglichkeit, die Ionen nach der Plasmawechselwirkung mit einem Dipolmagnet abzulenken, um so geladene Teilchen und Photonen zu trennen. Dabei wird allerdings auch nach Ladungszuständen selektiert, weil der Krümmungsradius der Bahn eines Ions im Magnetfeld des Dipols umgekehrt proportional zur Projektilladung ist.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten an der GSI auch erstmals erfolgreiche Energieverlust-Experimente mit Schaumtargets aus Cellulosetriacetat (TAC) durchgeführt werden. Diese Art Probenmaterial wurde bereits in Kapitel 6.2.2 vorgestellt. Mit seiner bis zu 1000-fach geringeren Dichte im Vergleich zu den Kohlenstoffolien ist das Material für frequenzverdoppelte und -verdreifachte Nd:YAG-Laserstrahlung teildurchlässig [58] und bietet so die Möglichkeit, eine Probe mit Laserstrahlung nicht nur bis zur Fläche der kritischen Elektronendichte, sondern - ähnlich den Möglichkeiten bei der Energiedeposition mit einem Schwerionenstrahl - im Volumen zu heizen. Der Schaum wurde in einem zylinderförmigen Hohlraum aus Kupfer mit einem Innendurchmesser von 1,7 mm und einer Länge von 2 mm gehalten und von einer Seite mit dem Laser geheizt. In wie weit sich ein solcher Aufbau mit Schäumen verschiedener Dichten und Porengröße dafür eignet, ein während der Dauer des Ionenpulses homogenes und in seinen Parametern bestimmtes Plasma zu erzeugen, ist Gegenstand der aktuellen Untersuchungen in der Arbeitsgruppe Plasmaphysik an der GSI.

Wie in Kapitel 6.2.2 gezeigt wurde, ist die Verbreiterung der Energieverteilung von  $\alpha$ -Teilchen in einem Schaumtarget um einen Faktor 3 größer als in einem Festkörpertarget gleicher Flächendichte. Die Halbwertsbreiten der einzelnen Ar-Ionenpulse des Beschleunigers nehmen um etwa 14% zu, die Pulse sind aber nach der Flugstrecke zum Detektor noch klar zu trennen, so dass der zeitabhängige Energieverlust bestimmt werden konnte. Abbildung 6.7 zeigt das Verhalten für TAC-Schäume mit einer Massenbelegung von 300 und von 466  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , welche zuvor experimentell mit einer  $\alpha$ -Teilchen-Messung bestimmt wurde. Im Unterschied zu den Daten mit C-Folien sinkt der Energieverlust während der Heizdauer nicht ab, sondern steigt ab  $t = 0$  ns an. Der Zeitursprung markiert ebenso wie in Abb.6.6 den Beginn des Laserpulses.



**Abbildung 6.7:** Zeitlicher Verlauf des Energieverlustes pro  $^{36}\text{Ar}$ -Ion mit einem Schaumtarget aus Cellulosetriacetat (TAC). Dieses zeichnet sich durch seine im Vergleich zu einer C-Folie geringe Dichte von  $(2\text{--}2,7) \text{ mg/cm}^3$  aus. Das Plasma wurde mit dem *Nhelix*-Laser durch direkte Bestrahlung mit einem Fokusbereich von 1 mm (Phasenplatte) erzeugt. Die Pulsenergie betrug 50 J bei 1064 nm Wellenlänge.

### 6.3 Experimente mit Hohlraumtargets

Wenn mit dem *Phelix* an der GSI ein Laser mit einer Pulsenergie von 1 kJ zur Verfügung steht, kann mit den Experimenten zum Energieverlust von Projektionen des *Unilac*-Beschleunigers in indirekt geheiztem Plasma begonnen werden. Die Konversionseffizienz von Laserlicht in thermische Strahlung ist dabei von entscheidender Bedeutung. Welcher Anteil der thermischen Strahlung bei gegebener Konversionseffizienz dann dafür genutzt werden kann, das eigentliche Target zu heizen, hängt wesentlich von der Hohlraumgeometrie ab.

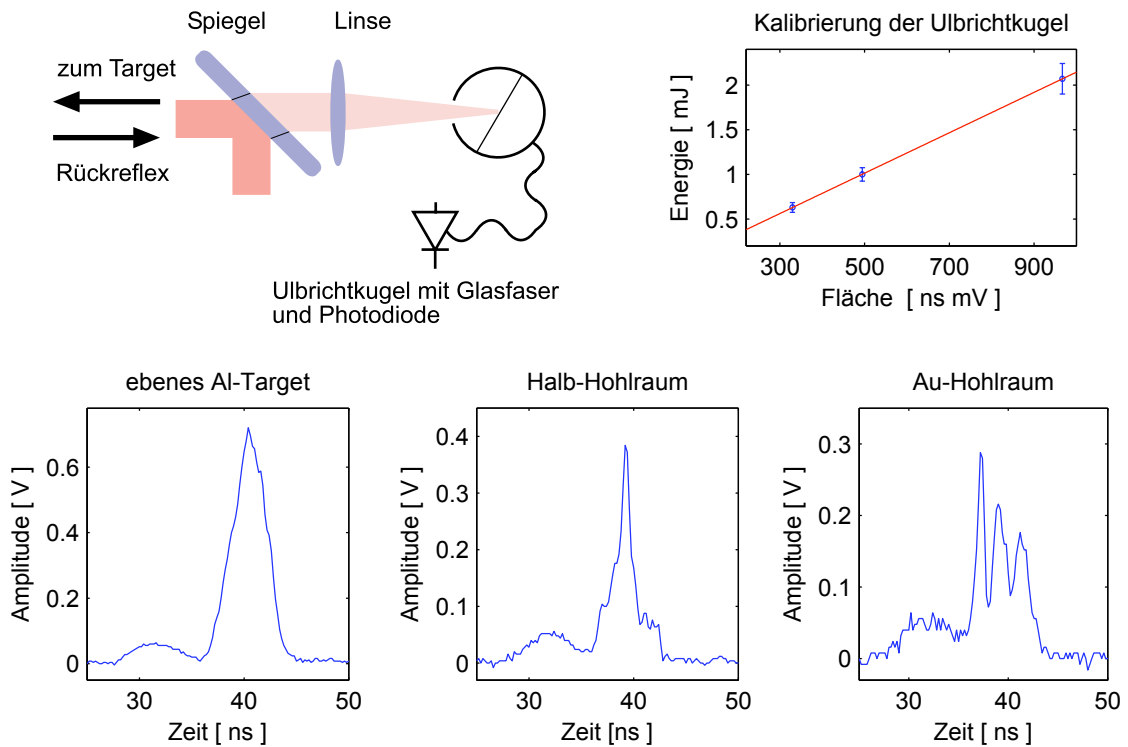
In diesem Kapitel werden Ergebnisse der Experimente mit dem *Nhelix* an sphärischen Hohlraumtargets vorgestellt, wie sie als Konverter auch mit *Phelix* Verwendung finden werden. Um eine Konversionseffizienz der Laserenergie in thermische Strahlung angeben zu können, muss die in den Hohlraum eingekoppelte Energie bekannt sein. Deshalb wurde die aus dem Hohlraum durch stimulierte *Brillouin*-Streuung (SBS) zurückreflektierte Laserenergie zeitaufgelöst gemessen. Der Energieanteil, der nicht entgegen der Lasereinfallsrichtung, sondern diffus aus den Öffnungen des Hohlraums streut, wurde dabei nicht berücksichtigt. Es werden allerdings in Zusammenarbeit mit VNIIEF<sup>7</sup> Kalorimeter entwickelt und bei Experimenten mit Folientargets an der GSI getestet, mit denen eine ortsauflösende Messung der gestreuten Laserenergie möglich ist [43]. Für Simulationen der Strahlungstemperatur in einem Hohlraum ist der Anteil der tatsächlich für die Heizung zur Verfügung stehenden Laserenergie noch eine Hauptfehlerquelle.

Unter der Annahme, dass sich in dem verwendeten Goldhohlraum ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht einstellt, wurde die Temperatur der Hohlraumstrahlung mit Hilfe des absolut kalibrierten Diodenspektrometers zeitaufgelöst bestimmt.

<sup>7</sup>All-Russian Institute of Experimental Physics (VNIIEF) Sarov, Russland.

### 6.3.1 Energieeinkopplung und rückreflektiertes Licht

Durch stimulierte *Brillouin*-Streuung (SBS) des Laserlichts im Plasma kann ein großer Anteil der Laserenergie reflektiert werden [59], die so für die Targetheizung verloren geht. Das Plasma wirkt dabei wie ein Spiegel, dessen Oberfläche sich parallel zur Phasenfront der Lichtwelle an dieser Stelle ausbildet, so dass reflektiertes Licht dann wieder von der Fokusoptyk kollimiert wird und auf der Strahlachse zurückläuft (vgl. Kap. 2.3.3, S.16).



**Abbildung 6.8:** Versuchsaufbau zur Messung des vom Target durch stimulierte *Brillouin*-Streuung reflektierten Lichts. Die Energiekalibrierung zeigt ein lineares Ansprechverhalten des Detektors über den gemessenen Energiebereich. In der unteren Reihe sind typische Diodensignale für verschiedene Targetarten zu sehen, wobei der Vorpuls (bis 36 ns) nicht Teil des vom Target reflektierten Lichts ist.

Bei Experimenten mit metallischen Targets konnte der Anteil der reflektierten Laserenergie bestimmt werden. In Abb. 6.8 ist der Versuchsaufbau schematisch zu sehen: Der Anteil des zurücklaufenden Lichtes, den der Umlenkspiegel nicht reflektiert, wird mit einer Linse in eine Ulbrichtkugel fokussiert, die aus zwei durch eine Blende getrennten Kammern besteht. Eine Glasfaser sammelt in der zweiten Kammer einen Bruchteil der Strahlung ein und leitet sie zu einer schnellen Photodiode, deren Strompuls mit dem Oszilloskop gemessen wird. Die vielfache Reflexion bzw. diffuse Streuung im Innern der Ulbrichtkugel mittelt effektiv die Energieverteilung über den Strahlquerschnitt, so dass sich Schwankungen im transversalen Strahlprofil von Puls zu Puls bei gleicher Pulsenergie nicht in einem veränderten Detektorsignal niederschlagen.

Um aus der Fläche unter der Kurve des Diodensignals die Energie bestimmen zu können, muss der Aufbau mit Pulsen bekannter Energie kalibriert werden. Hierfür wurde der Os-

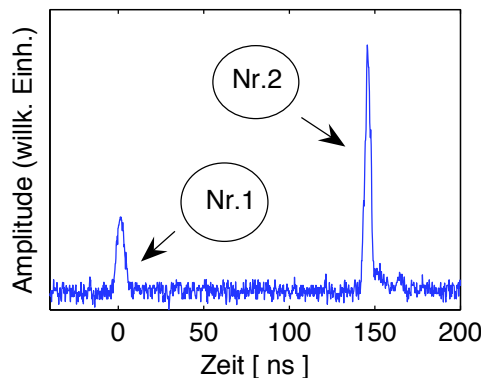


zillator des *Nhelix*-Lasers verwendet und dessen Energie mit einem herkömmlichen Kalorimeter bestimmt. Tatsächlich zeigt sich über den interessierenden Energiebereich ein lineares Ansprechverhalten.

Die Abbildungen in der unteren Reihe zeigen typische Signale des zurückgestreuten Laserlichts für verschiedene Targetarten. Die Schwankungen in der Amplitude stehen in keiner festen Phasenbeziehung zum Laserpuls und die Modulationstiefe ändert sich unter sonst gleichen Target- und Strahlparametern. Dieses Verhalten ist charakteristisch für die sog. *nichtstationäre* SBS in lasererzeugten Plasmen, bei denen ein Teil der Laserenergie die Fläche der kritischen Dichte erreicht und dort reflektiert wird (vgl. Kap. 2.3.3, S.16).

Bei diesen Experimenten mit der Grundharmonischen des Lasers ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) wurde die Ausgangsenergie auf 15 J beschränkt, um das System nicht durch reflektiertes Licht zu beschädigen. Von dieser Eingangsenergie wurden im Mittel etwa 2 % reflektiert, wobei kein systematisches Verhalten zu erkennen war. So zeigt Abbildung 6.8 auch das reflektierte Licht von einem ebenen Aluminiumtarget, bei dem in diesem speziellen Experiment deutlich mehr Laserlicht reflektiert wurde als bei den Hohlraumtargets. Für die Berechnung der Konversionseffizienz von Laserenergie in thermische Hohlraumstrahlung (Kap. 6.3.3) wurde die durch SBS reflektierte Energie vernachlässigt.

Auch die Tatsache, dass das gemessene Licht gerichtet zurückgeworfen wurde, spricht für SBS. Die Richtung des einfallenden und des zurücklaufenden Lichts stimmten dabei so gut überein, dass das reflektierte Licht die Blenden in den Raumfrequenzfiltern des Lasersystems passierte und so weiter verstärkt werden konnte. In Abbildung 6.9 ist das Signal einer Photodiode zu sehen, die den hinlaufenden (Nr.1) und den zurücklaufenden (Nr.2) Laserpuls am Eingang des Doppelpass-Verstärkers misst. Aus der Zeitdifferenz der beiden Pulse ergibt sich mit der bekannten Wegstrecke, dass der zweite Puls tatsächlich am Ort des Targets reflektiert wurde. Ein Vergleich der beiden Flächen unter den Kurven als Maß



**Abbildung 6.9:** Hinlaufender (Nr.1) und vom Ort des Targets zurückreflektierter Laserpuls, gemessen mit einer Photodiode am Eingang des Doppelpass-Verstärkers.

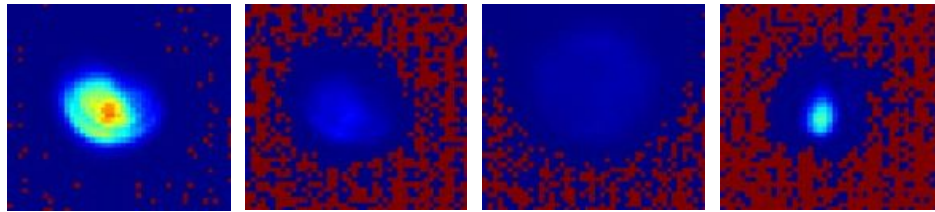
der Energie jedes Pulses ist nur bedingt sinnvoll, weil bei dieser Messung nicht mit einer Ulbrichtkugel über den Querschnitt des Strahls gemittelt wurde. Die Empfängerfläche der Diode ist klein, die Amplitude des Signals hängt daher empfindlich von der Position im transversalen Strahlprofil ab. Dennoch ist die Energie des reflektierten Pulses bereits an dieser Stelle des Lasersystems mit der des vorlaufenden vergleichbar. Der Puls wurde erst an einem Faraday-Isolator aus dem Strahlengang herausreflektiert, wo er mit 8 J Pulsener-

gie um einen Faktor vier mehr Energie hatte, als es das Design des Systems für diese Stelle vorsieht, obwohl diese Messungen durchgeführt wurden, ohne den letzten Stabverstärker zu pumpen.

Es stellt sich die Frage, wie das reflektierte Licht wirkungsvoll blockiert oder unterdrückt werden kann. Ein Faraday-Isolator mit einer freien Apertur größer 65 mm (dies entspricht dem Durchmesser des größten Stabverstärkers im *Nhelix*-Lasersystem) lässt sich technisch nicht mehr mit statischen Magnetfeldern ausreichender Homogenität und Stärke realisieren. So wird etwa im *Phelix*-System am Ausgang, also nach der Verstärkung mit den Scheibenverstärkern, ein gepulster Faraday-Isolator mit einer freien Apertur von 31,5 cm die optischen Komponenten vor rückreflektiertem Licht schützen. Aber auch hier ist zu bedenken, dass die Isolation<sup>8</sup> mit einem Faktor von ca. 100:1 durch die Verstärkung allein des Hauptverstärkers bereits wieder kompensiert wird.

Mit dem Ziel, das vom Target reflektierte Licht zu blockieren, wurde ein Plasmaverschluss in das *Nhelix*-System integriert, der den zurücklaufenden Laserpuls in der Lochblende des letzten Raumfrequenzfilters blockieren soll. Mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (5 ns FWHM), der eine Pulsenergie von 20 mJ liefern kann, wurde an der Innenseite der etwa 400  $\mu\text{m}$  dicken Lochblende ein Plasma gezündet, nachdem der Puls diese in Richtung Target passiert hatte. Dabei ist die zeitliche Synchronisation von entscheidender Bedeutung. In der Abbildung 6.10 ist die Intensitätsverteilung des Laserpulses zu sehen, nachdem dieser das mit Plasma gefüllte Pinhole passiert hatte, wobei das Plasma zu verschiedenen Zeiten gezündet wurde. Deutlich ist die verminderte Intensität zu sehen. Die beste Isolationswirkung wurde erzielt, wenn das Plasma 10 ns vor Eintreffen des Pulses erzeugt wird (drittes Bild), bereits 5 Nanosekunden später läßt die Absorption deutlich nach.

Letztlich hat sich aber gezeigt, dass dieses Konzept nicht praktikabel ist, weil das Pinhole an dieser Stelle einen Durchmesser von 800  $\mu\text{m}$  besitzt und folglich über diesen Quer-



**Abbildung 6.10:** Intensitätsverteilung des Laserpulses, nachdem dieser den Plasmashutter passiert hat. Die Aufnahmen entsprechen verschiedenen Zeiten (von links nach rechts je 5 ns Differenz), zu denen das Plasma gezündet wurde.

schnitt mit einem Plasma überkritischer Dichte ( $n_{ec} > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) gefüllt sein müsste, um die Transmission von Laserlicht wirkungsvoll zu unterbinden. Zumindest über die Dauer des Pulses von 10 ns ist das mit dem vorhandenen Heizlaser nicht möglich.

Frequenzverdopplung ist dagegen eine wirksame Methode, das Lasersystem zu schützen. Licht der halben Wellenlänge wird im Plasma besser absorbiert und somit weniger reflektiert, entscheidend ist aber, daß das reflektierte Licht mit 532 nm Wellenlänge im La-

<sup>8</sup>Wegen der hohen Flusssdichte können nur Dünnschichtpolarisatoren verwendet werden, deren Trennungsverhältnis mit  $\approx 200 : 1$  gering ausfällt

sersystem nicht mehr verstärkt werden kann. Der Nachteil besteht darin, dass die zur Verfügung stehende Pulsenergie für das Experiment um den Faktor der Konversionseffizienz in die zweite Harmonische abnimmt. Dieser Nachteil wird für die Hohlraumexperimente allerdings teilweise durch die erhöhte Konversionseffizienz von grünem Licht in Röntgenstrahlung kompensiert [9].

### Parasitäre Laseroszillation und SBS

Im Unterschied zu den Metalltargets, ob ebenen Aluminium- bzw. Gold- oder Hohlraumtargets, konnte bei Kohlenstoffolien keine Reflexion gemessen werden. Obschon die Zahl der Experimente, bei denen das rückreflektierte Laserlicht gemessen wurde, so gering ist, dass keine systematische Untersuchung vorgenommen werden kann, zeigt sich, dass die Rückstreuung auch von der Oberflächenbeschaffenheit und dem Winkel des Targets zur Lasereinfallsrichtung abhängt.

Daraufhin wurde das Plasmaeigenleuchten im sichtbaren Spektralbereich mit einer Kamera untersucht, deren Belichtungszeit sich auf einer Nanosekundenzeitskala relativ zum Laserpuls einstellen läßt. Wenn alle Verstärker des Lasersystems gepumpt werden, zeigen diese Bilder, dass bei metallischen Targets bereits Mikrosekunden vor dem eigentlichen Laserpuls ein Plasma an der Oberfläche gezündet und über einen entsprechend langen Zeitraum geheizt wird. Offenbar trifft Licht der Laserwellenlänge, welches durch spontane Emission in den Verstärkerstäben entsteht und verstärkt wird (ASE<sup>9</sup>), auf das Target. Die Targetoberfläche wirkt dann wie ein Spiegel<sup>10</sup> mit einer rauen Oberfläche, so dass ein geringer Anteil auf die Laserachse zurückgestreut und in den Stäben erneut verstärkt wird. Es bilden sich Resonatoren, deren eines Ende das Target und deren anderes Ende beliebige optische Komponenten des Lasersystems sein können, die einen Bruchteil der Laserenergie reflektieren. Wenn die Verluste kleiner sind als die Verstärkung, schwingen parasitäre Moden an und die Energie im Resonator nimmt exponentiell zu, bis die Flussdichte im Fokus so groß ist, dass Plasma am Target gezündet wird. Dann steigt die Güte des Resonators, weil das Target als Resonatorspiegel (Plasmaspiegel) jetzt mittels SBS das Laserlicht in die richtige Richtung reflektiert, und zwar unabhängig von der Orientierung der Targetoberfläche.

Die parasitäre Laseroszillation [60] wurde mit einer Photodiode über einen Zeitraum von einer Millisekunde gemessen, wobei sich zeigt, dass das Signal im wesentlichen dem zeitlichen Verlauf der Besetzungsinversion in den Stäben folgt. Ohne den Rückkopplungsmechanismus reicht die Energie der ASE nicht aus, ein Plasma zu zünden. Wenn als Spiegel statt eines Metalltargets eine Kohlenstoffolie verwendet wird, sind die Verluste so groß, dass keine der parasitären Moden anschwingt. Es ist also sichergestellt, dass die dünnen Kohlenstoffolien, wie sie bei den Experimente zur Messung des Energieverlustes von Ionen in Plasma verwendet werden, nicht vorzeitig zerstört sind (vgl. Kap. 6.2.3).

Experimente mit einem Goldhohlraum lassen sich unter diesen Bedingungen nicht mit definierten Laser- und Plasmaparametern durchführen. Der Anteil des durch SBS reflektierten Laserlichts hängt von den Parametern des Vorplasmas ab und es kann keine Angabe darüber gemacht werden, wieviel Laserenergie tatsächlich in den Hohlraum eingekoppelt wurde, wenn dieser bereits teilweise mit Plasma bzw. Goldgas gefüllt ist.

---

<sup>9</sup>ASE: "Amplified Spontaneous Emission".

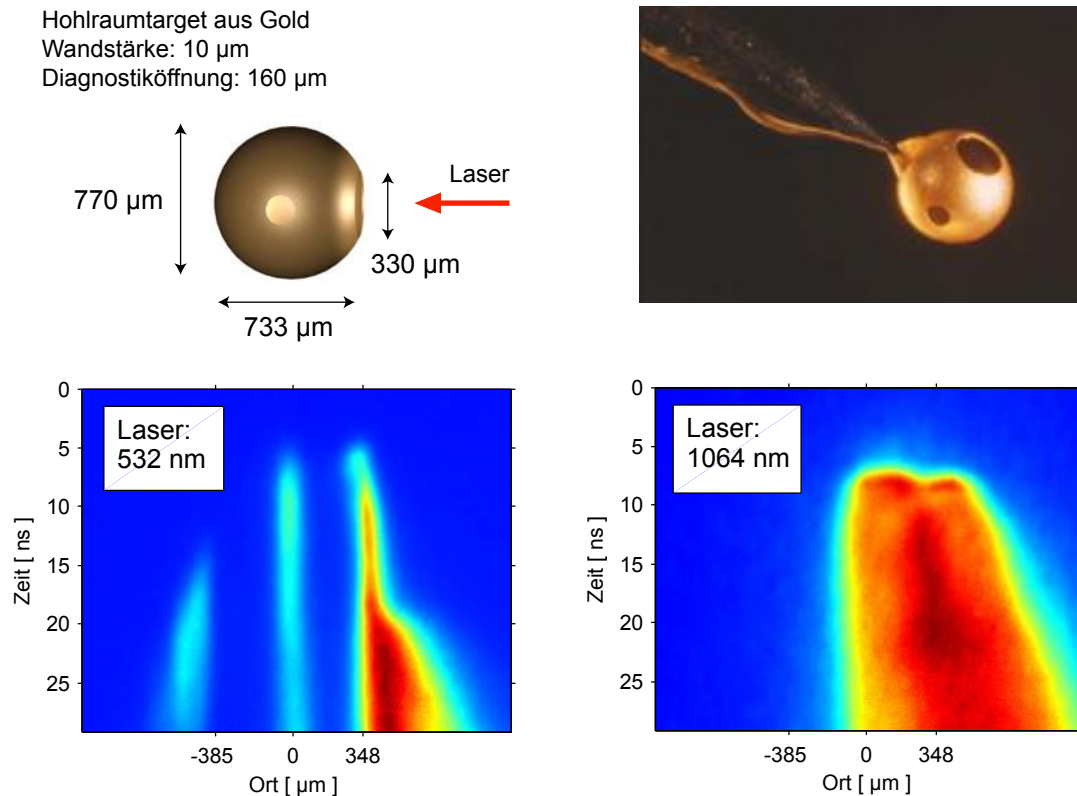
<sup>10</sup>Die Reflektivität von Gold bei 1064 nm ist etwa 95%.

### Frequenzverdopplung

Die parasitäre Laseroszillation kann durch Frequenzverdopplung des Laserlichtes wirksam unterdrückt werden. Weil die Konversionseffizienz in Strahlung der Wellenlänge  $\lambda = 532\text{ nm}$  von der Strahlqualität abhängt und mit steigender Intensität zunimmt, wandelt der KDP-Kristall nur einen Bruchteil der ASE in grünes Licht. Nach dem Kristall filtern wellenlängenselektive Spiegel die Grundharmonische, so dass effektiv weniger Energie aus ASE die Targetoberfläche erreicht. Über die Frequenzverdopplung wird also auch die Bildung eines Vorplasmas unterdrückt oder zumindest vermindert.

Reflektiertes Licht mit einer Wellenlänge von  $532\text{ nm}$  wird hingegen weder von den Spiegeln für  $\lambda = 1064\text{ nm}$  weitergeleitet noch kann diese Wellenlänge im Lasersystem verstärkt werden. Deshalb wurde der Laserpuls mit dem KDP-Kristall aus dem Strahlengang des zweiten *Nhelix*-Oszillators frequenzverdoppelt (vgl. Kap. 4). Alle Daten, aus denen eine Temperatur der Hohlraumstrahlung gewonnen werden konnte und die im folgenden Abschnitt gezeigt werden, stammen aus Experimenten mit einer Laserwellenlänge von  $532\text{ nm}$ . Der KDP-Kristall hat eine freie Apertur von  $60\text{ mm}$ , so dass der Strahlquerschnitt des Lasers verkleinert und die Ausgangsenergie reduziert werden mussten. Die Konversionseffizienz des KDP-Kristalls wurde zu  $42\%$  bestimmt. Damit standen für die Hohlraumexperimente bis zu  $20\text{ J}$  Energie bei  $\lambda = 532\text{ nm}$  und einer Pulsbreite von  $6\text{ ns}$  (FWHM) bzw.  $8\text{ ns}$  Fußbreite zur Verfügung.

In der Abbildung 6.11 ist anschaulich der Unterschied bei Hohlraumexperimenten mit  $\lambda = 532\text{ nm}$  und  $\lambda = 1064\text{ nm}$  Wellenlänge des Heizlasers zu sehen. Die Schmierbildkamera (vgl. Kap. 5.5) ist so auf den Hohlraum ausgerichtet, dass entlang der Ortsachse das Diagnostikloch (bei  $0\text{ }\mu\text{m}$ ) und das Lasereintrittsloch (bei  $348\text{ }\mu\text{m}$ ) aufgenommen werden. Bei dem Experiment mit Frequenzverdopplung zündet der Laser an der Hohlrauminnen-seite ein Plasma, welches erst nach etwa  $15\text{ ns}$  aus dem Lasereintrittsloch entweicht (vgl. auch die Diskussion in Kapitel 6.3.2). Ohne Frequenzverdopplung wurde bereits Mikrosekunden vor dem Laserpuls durch parasitäre Laseroszillation ein Plasma gezündet, aus dem Hohlraum tritt bereits Gas aus, welches dann durch den Laserpuls geheizt wird. In der Aufnahme ist zu sehen, dass gleichzeitig (innerhalb weniger Nanosekunden) aus einem Bereich von etwa  $500\text{ }\mu\text{m}$  Licht emittiert wird, ohne dass die charakteristische Plasmaexpansion zu erkennen wäre. Dieses Verhalten zeigt sich auch bei Aufnahmen mit der Schmierbildkamera von Folientargets aus Metall.



**Abbildung 6.11:** Die Aufnahmen des Plasmaleuchtens von Hohlraumtargets wurden mit einer Schmierbildkamera gemacht, deren Kathode im sichtbaren Wellenlängenbereich empfindlich ist. Links wurde der Hohlraum mit frequenzverdoppeltem Licht geheizt, rechts bei der Grundharmonischen (1064 nm) des Nd:YAG Lasers.

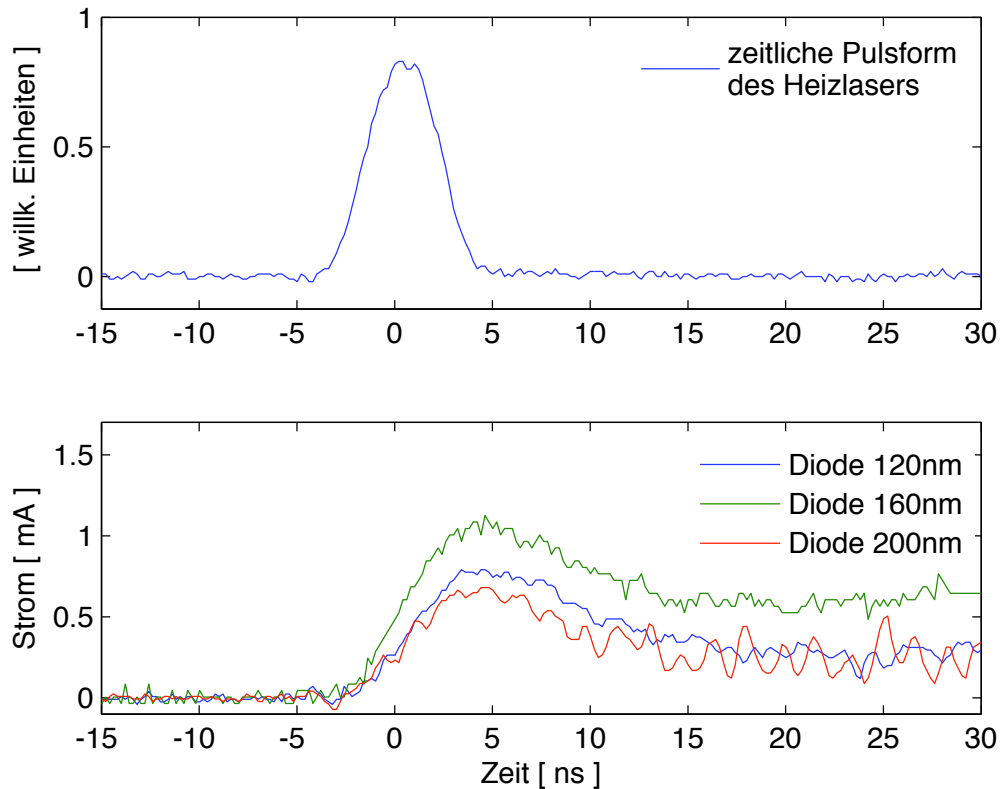
### 6.3.2 Temperatur der Hohlraumstrahlung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Diodenspektrometer entwickelt, mit dem die Temperatur der Hohlraumstrahlung zeitaufgelöst gemessen werden kann. Der Versuchsaufbau ist in Kapitel 5.2, das Spektrometer sowie die Absolutkalibration mit einer Deuteriumlampe sind in Kapitel 5.3 beschrieben.

Die hier gezeigten Daten beziehen sich alle auf Experimente mit sphärischen Goldhohlräumen mit einem Innendurchmesser von  $750\ \mu\text{m}$  und einer Wandstärke von etwa  $10\ \mu\text{m}$  (Abb. 6.11). Das Spektrometer misst Strahlung, die aus der Diagnostiköffnung des Hohlraums abgestrahlt wird. Ihr Durchmesser ( $160\ \mu\text{m}$ ) bestimmt also die Quellgröße und damit einen wichtigen Parameter für die Umrechnung der Diodenströme in Strahlungstemperaturen. In Abbildung 6.12 ist der typische Verlauf der Diodensignale mit der Zeit und auf einer Achse mit gleichem Ursprung der Puls des Heizlasers dargestellt. Es sind alle Kabellaufzeiten und die Lichtlaufzeit der Hohlraumstrahlung zu den Detektoren berücksichtigt. Die Pulsform des Heizlasers entspricht der tatsächlichen Form bei einem Vollenergieschuss am Ort des Targets, so dass die zusätzliche Verkürzung der Pulsbreite durch die Frequenzverdopplung berücksichtigt ist. Ein systematischer Vergleich der Pulsformen bei  $\lambda = 1064\ \text{nm}$  und bei  $\lambda = 532\ \text{nm}$  hat gezeigt, dass die intensitätsabhängige Konversionseffizienz bei der Frequenzverdopplung die Fußbreite des Laserpulses um zwei Nanosekunden auf im Mittel

8 ns vermindert. Der Nullpunkt der Zeitachse wurde in dieser Darstellung auf die maximale Laserintensität gelegt und entspricht im Rahmen der Messgenauigkeit<sup>11</sup> auch dem Ursprung der Zeitachse bei der Aufnahme der Schmierbildkamera in Abbildung 6.13.

Die Stromsignale der Dioden bei 120, 160 und 200 Nanometern spiegeln die starke Wellenlängenabhängigkeit der Geräteempfindlichkeit wieder: Die Reflektivität der Aluminiumbeschichtung von Gitter und Spiegel im VUV-Bereich sinkt stark mit der Photonenenergie, wohingegen die Quanteneffizienz der Dioden nur langsam zunimmt. Unter Berücksichtigung der Faktoren aus der Kalibration (vgl. Tabelle 5.1, Seite 46) mit der Deuteriumlampe fallen die Amplituden monoton mit steigender Wellenlänge, wie es für einen Schwarzkörperstrahler im Rayleigh-Jeans-Bereich ( $h\nu \ll k_B T$ ) zu erwarten ist. Das



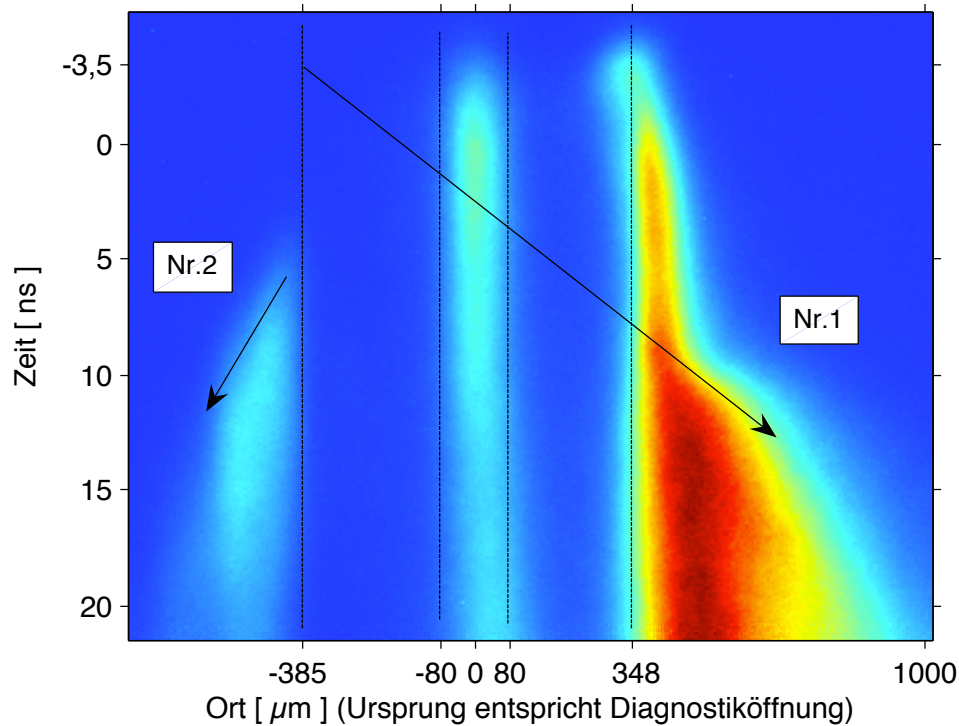
**Abbildung 6.12:** Zeitlicher Verlauf des Heizlasers und der Diodenströme für die Detektoren bei 120, 160 und 200 Nanometern. Die Stromkurven sind noch nicht um die wellenlängenabhängige Apparaturtransmission korrigiert, so zeigt etwa das Signal bei 120 nm eine geringere Amplitude wegen der verminderten Reflektivität von Gitter und Spiegel gegenüber 160 Nanometern.

Signal-zu-Rausch-Verhältnis wird ab der vierten Diode so schlecht, dass diese Signale für die Auswertung nicht mehr verwendet werden können. Selbst mit der begrenzten Energie des *Nhelix*-Lasers und den damit erreichbaren Temperaturen liegt das erwartete Signal für diese Wellenlängen ohne Verstärkung im Millivoltbereich und ist damit grundsätzlich messbar. Bei Experimenten mit einem Hohlraum als Target waren die elektromagnetischen

<sup>11</sup>Vergleiche die Beschreibung zu "Jitter" und Zeitreferenz der Schmierbildkamera in Kapitel 5.5.2.

Störungen allerdings ungleich größer als bei Folientargets. Die Amplitude der Störungen nimmt mit der Laserenergie signifikant zu, so dass dies ein ernstes Problem für Experimente mit dem *Phelix*-Laser bei einer Pulsenergie von bis zu 1 kJ darstellt.

Der Diodenstrom und damit auch die Temperatur der Hohlraumstrahlung nimmt wieder ab, sobald dem System keine Energie mehr durch den Laser zugeführt wird. Dies entspricht insofern dem erwarteten Verhalten, als dass der Hohlraum durch Strahlungskühlung aus dem Lasereintritts- und Diagnostikloch Energie verliert. Tatsächlich sinken die Diodenströme jedoch zu langsam und steigen zu späten Zeiten - ab etwa 15 Nanosekunden - wieder leicht an. Dies ist auf die zunehmende Quellgröße zurückzuführen. Plasmaleuchten am Lasereintrittsloch (vgl. Abb. 6.13), welches bereits mit dem Laserpuls einsetzt, wird



**Abbildung 6.13:** Aufnahme des Plasmaleuchtens eines Hohlraums mit der Schmierbildkamera entlang eines Schnittes, der das Eintrittsloch für den Laser auf der rechten Seite ( $348\text{ }\mu\text{m}$ ), die Diagnostiköffnung in der Mitte ( $0\text{ }\mu\text{m}$ ) und die Rückwand ( $385\text{ }\mu\text{m}$ ) des Hohlraums umfasst. Entlang der Ortsdimension kann eine Expansionsgeschwindigkeit für das Plasma bestimmt werden.

im Experiment durch eine Blende geschirmt, so dass diese Strahlung vom Spektrometer nicht gesehen werden kann. Aber bereits 8 ns nach Beginn des Laserpulses (bei  $t = 5\text{ ns}$ ) tritt Plasma auf der Rückseite des Hohlraums an der Stelle aus, die von dem Laser direkt geheizt wurde (Fokusposition), und nach etwa 12 ns ist auf der Schmierbildkamera auch am rechten Rand der Diagnostiköffnung abströmendes Plasma zu sehen.

Wenn die Quellgröße auch zu späten Zeiten mit der Größe der Diagnostiköffnung als konstant angenommen wird, ergeben sich zu hohe Temperaturen. Mit diesem Tempera-

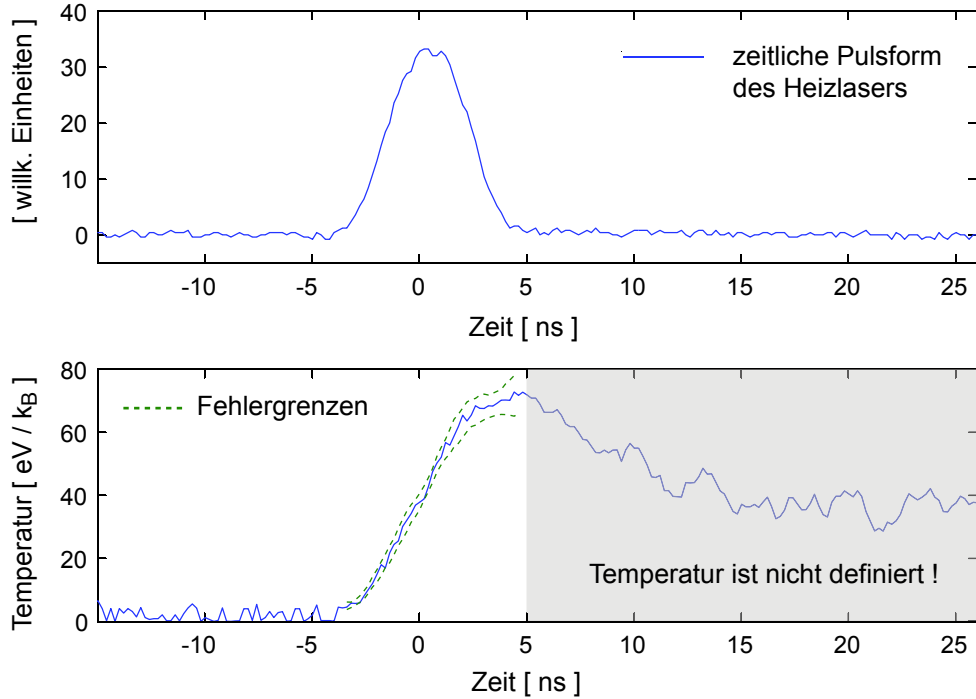
turverlauf wurde über das Stefan-Boltzmann-Gesetz die Energie bestimmt, die aus den Öffnungen des Hohlraums abgegeben wird. Nach dieser Rechnung überstiege die abgestrahlte Energie die durch den Laser eingekoppelte Energie ab dem Zeitpunkt  $t = 10$  ns. Die abgestrahlte Leistung ist der Temperatur zur vierten Potenz proportional, so dass bereits ein kleiner Fehler in der Temperatur eine große Abweichung der berechneten abgestrahlten Energie nach sich zieht. Dennoch zeigt auch diese Abschätzung, dass den Diodenströmen zu späten Zeiten keine Temperatur mehr zugeordnet werden kann. Als Zeitpunkt, bis zu dem sich eine Temperatur aus den Diodensignalen bestimmen lässt, wurde das Ende des Heizpulses bei  $t = 5$  ns gewählt.

Aus der Aufnahme der Schmierbildkamera in Abb. 6.13 lässt sich eine mittlere Expansionsgeschwindigkeit des abströmenden Plasmas bestimmen. Klar zu erkennen ist der Zeitpunkt, zu dem das Plasma, welches an der Rückwand des Hohlraums erzeugt wurde, aus der Lasereintrittsöffnung entweicht (Pfeil Nr.1). Mit der axialen Ausdehnung des Hohlraums folgt eine Expansionsgeschwindigkeit von  $\approx (60 \pm 10) \mu\text{m/ns}$ , dagegen liegt die Geschwindigkeit für das auf der Rückseite austretende Plasma (Pfeil Nr. 2) bei  $\approx (30 \pm 5) \mu\text{m/ns}$ . Aufnahmen mit der Schmierbildkamera über einen längeren Zeitraum zeigen, dass der Hohlraum nach 70 ns zuerst auf der Rückseite und dann nach etwa 100 ns als ganzes explodiert.

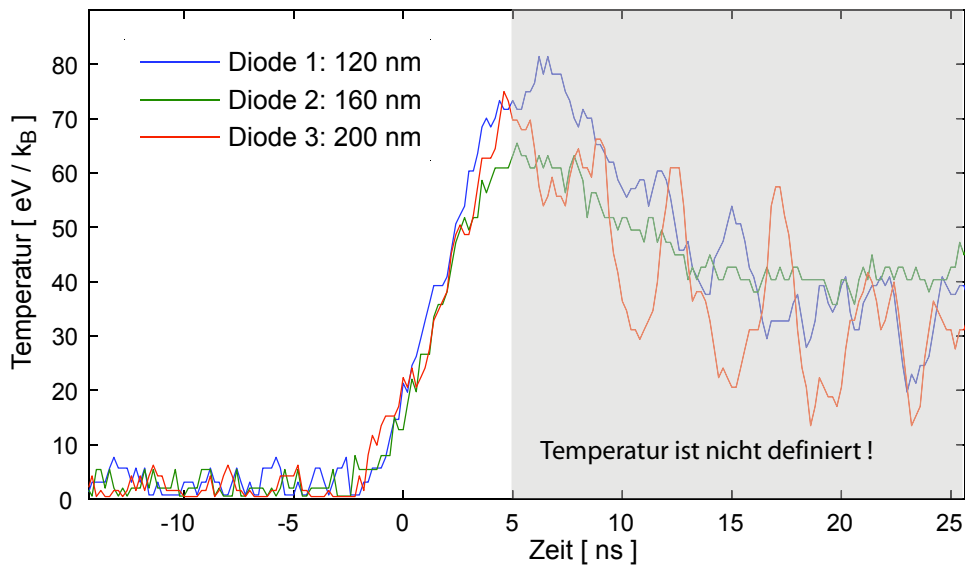
Für ein typisches Experiment mit einer Laserenergie von 13 J bei  $\lambda = 532$  nm in einem Puls von 5 ns (FWHM) Breite zeigt Abbildung 6.14 den Temperaturverlauf im Hohlraum. Die aus der Diagnostiköffnung abgestrahlte Leistung wurde für jedes Wellenlängenintervall, über das ein Detektor mittelt, unter der Annahme bestimmt, dass sich die spektrale Verteilung der Strahlung durch eine Planckkurve beschreiben lässt (vgl. Kap. 5.3, S.38). An die so gewonnenen Absolutwerte bei jeder Wellenlänge lässt sich für jeden Zeitschritt die Planckkurve mit der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung anpassen.

Weil das Detektorsystem absolut kalibriert werden konnte, kann die Temperatur auch bestimmt werden, wenn die abgestrahlte Leistung bei nur einer Wellenlänge bekannt ist. Abbildung 6.15 zeigt den für jede Diode separat bestimmten Temperaturverlauf. Die so berechneten Temperaturen müssen übereinstimmen, wenn sich das Strahlungsfeld mit den Hohlraumwänden im thermischen Gleichgewicht befindet (erst dann ist überhaupt eine Temperatur definiert, vgl. Kap. 2.3). Diese Bedingung ist im Rahmen der Messgenauigkeit während der Heizphase erfüllt (bis ca.  $t=5$  ns). In diesem konkreten Experiment nimmt die Quellgröße durch austretendes Plasma ab diesem Zeitpunkt undefiniert zu, so dass deshalb für spätere Zeiten keine Temperatur berechnet werden konnte (grau unterlegter Bereich in den Abbildungen). Unabhängig davon kann zu späten Zeiten aber auch nicht mehr von einer Planckverteilung der spektralen Strahlstärke ausgegangen werden. Obschon das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit der Zeit schlechter wird, ist deutlich zu erkennen, dass die aus den einzelnen Diodenströmen berechneten Temperaturen mit der Zeit divergieren. Die Hohlraumtemperatur erreicht mit  $T_{max} = (73 \pm 8) \text{ eV}/k_B$  ihren maximalen Wert mit dem Ende des Heizpulses. Die Fehlerabschätzung (Abb. 6.14) berücksichtigt die Schwankungen in der Temperatur, wenn diese für jede Diode separat bestimmt wird.





**Abbildung 6.14:** Strahlungstemperatur eines lasergeheizten Gold-Hohlraums als Funktion der Zeit über die Dauer des Laserpulses. Ab  $t = 5$  ns beginnt aus dem Hohlraum Plasma auszutreten, die Quellgröße ist unbekannt und es kann keine Aussage über die Temperatur mehr getroffen werden kann.



**Abbildung 6.15:** Die Strahlungstemperaturen wurden aus den Stromdaten für jede Diode separat bestimmt. Für einen Schwarzkörperstrahler müssen die so bestimmten Temperaturen übereinstimmen. Dies ist im Rahmen der Messgenauigkeiten bis  $t = 5$  ns gegeben.

### 6.3.3 Konversionseffizienz von Laserenergie in thermische Strahlung

Aus dem gemessenen Temperaturverlauf des Strahlungsfeldes im Hohlraum lässt sich die Konversionseffizienz von Laserenergie in die Energie der thermischen Hohlraumstrahlung berechnen. Dabei soll im Folgenden zwischen dieser (totalen) Konversionseffizienz  $\gamma_{tot}$  und der Effizienz  $\gamma_{DL}$  für die Umwandlung in nützliche Strahlung unterschieden werden: Mit Blick auf die zukünftigen Experimente, bei denen der Hohlraum als Konverter dient, um mit der so gewonnenen inkohärenten Röntgenstrahlung das eigentliche Festkörpertarget zu heizen, soll als nützliche Energie nur der Anteil gelten, der durch das Diagnostikloch (Index DL) abgestrahlt wird. Dies zeigt bereits, dass die Konversionseffizienz in nützliche Strahlung für diese Konverterform in einfacher Weise verbessert werden kann: Wenn es gelingt, das Lasereintrittsloch (Index LEL) zu verkleinern, kann im Gegenzug die Diagnostiköffnung vergrößert werden, ohne das Verhältnis von offener zu geschlossener Oberfläche des Konverters zu verändern.

Die totale Konversionseffizienz  $\gamma_{tot}(t)$  sei wie folgt definiert:

$$\gamma_{tot}(t) = \frac{E_H + E_{LEL} + E_{DL}}{E_{Laser}}. \quad (6.1)$$

Hier bezeichnet  $E_{LEL} + E_{DL}$  die Energie, die bis zu dem betrachteten Zeitpunkt aus dem Hohlraum durch die Öffnungen abgestrahlt wurde, und  $E_H$  entspricht der Energie des Strahlungsfeldes im Hohlraum zu diesem Zeitpunkt. Diese Strahlungsenergie wird ins Verhältnis gesetzt zu der Laserenergie  $E_{Laser}$ , die bereits in das Hohlraumvolumen eingekoppelt wurde.

Die Energie im Strahlungsfeld des Hohlraums folgt aus der spektralen Energiedichte eines Schwarzkörperstrahlers, wenn diese über alle Frequenzen integriert und mit dem Hohlraumvolumen<sup>12</sup>  $V_H$  multipliziert wird:

$$E_H(T) = \frac{4}{c} V_H \sigma T^4. \quad (6.2)$$

Im Verhältnis zu der Energie, die während der Laserpulsdauer aus den Öffnungen des Hohlraums wieder abgestrahlt wurde, ist die Energie, die sich dann noch im Strahlungsfeld befindet, gering. Für typische Experimentparameter zeigt die Abbildung 6.16 (links) einerseits die Laserenergie, die bis zu dem jeweiligen Zeitpunkt in den Hohlraum eingekoppelt wurde. Andererseits werden als Verlustterme die aus dem Lasereintritts- und aus dem Diagnostikloch abgestrahlten Energien berücksichtigt. Selbst im Maximum der Temperaturkurve bei  $t \approx 5$  ns sind in Form von Strahlung bei einer Temperatur von  $T = 73$  eV/ $k_B$  in dem Hohlraumvolumen nur 85 mJ gespeichert. Die abgestrahlte Energie wird mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$E_{LEL+DL}(T) = \sigma T^4 \cdot A_{LEL+DL} \quad (6.3)$$

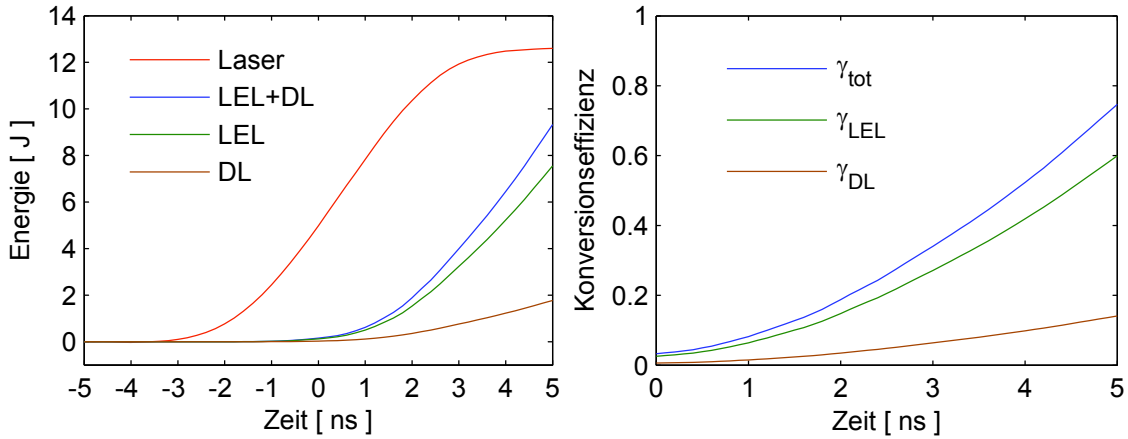
aus dem bekannten Temperaturverlauf und der abstrahlenden, offenen Fläche  $A_{LEL+DL}$  berechnet und liefert den wesentlichen Beitrag von 9,3 J bei  $t = 5$  ns. Zu diesem Zeitpunkt ist der Laserpuls beendet, dem Hohlraum wird also keine Energie mehr zugeführt. Dann

---

<sup>12</sup>Dabei ist zu beachten, dass sich  $V_H$  von dem Volumen einer Kugel um den Anteil unterscheidet, der verloren geht, wenn das Lasereintrittsloch und die Diagnostiköffnung in die Sphäre geätzt werden. So beträgt etwa der Abstand auf der Laserachse von der Rückseite des Hohlraums bis zur Ebene der Lasereintrittsöffnung nur 712  $\mu\text{m}$ , bei einem Innendurchmesser des Hohlraums von 750  $\mu\text{m}$  und 330  $\mu\text{m}$  für den Durchmesser der Lasereintrittsöffnung.

liegt die Konversionseffizienz in thermische Strahlung bei  $\gamma_{tot} = 74\%$  und die in nützliche Strahlung bei  $\gamma_{DL} = 14\%$ . Vergleichbare Werte für die Konversionseffizienz in thermische Röntgenstrahlung, die experimentell mit unterschiedlichen Laserparametern und Hohlraumgeometrien gewonnen wurden, finden sich auch in der Literatur [9, 61, 62].

Für die hier angegebene Konversionseffizienz ist zu beachten, dass sie proportional der vierten Potenz aus der bestimmten Strahlungstemperatur ist und daher der Fehler entsprechend stark mit dem Fehler der gemessenen Temperatur wächst. Ferner ist der Zeitpunkt, bis zu dem es noch sinnvoll ist, von einer Planckverteilung der spektralen Strahlstärke auszugehen, schwer festzulegen. Die aus den einzelnen Dioden bei unterschiedlichen Wellenlängen jeweils separat bestimmten Temperaturen stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit bis  $t \approx 5$  ns überein, divergieren dann aber mit fortschreitender Zeit zunehmend. Dies zeigt deutlich, dass dann sicher nicht mehr von einer Planckverteilung ausgegangen werden kann und sich die spektrale Verteilung der Energie nicht mehr allein durch einen Parameter, die Temperatur, beschreiben lässt.



**Abbildung 6.16:** In der linken Abbildung ist der zeitliche Verlauf der Laserenergie dargestellt, die während der Heizphase in den Hohlraum eingekoppelt wird. Als Verlustterme sind die abgestrahlte Energie aus dem Lasereintrittsloch (LEL) und dem Diagnostikloch (DL) berücksichtigt. Das Verhältnis der jeweils abgestrahlten thermischen Energien zu der Laserenergie liefert die für das Diagnostikloch und das Lasereintrittsloch angegebene Konversionseffizienz ( $\gamma_{LEL}$  und  $\gamma_{DL}$ ). Für die totale Konversionseffizienz ( $\gamma_{tot}$ ) wurde zusätzlich die Energie des Strahlungsfeldes im Hohlraum berücksichtigt.

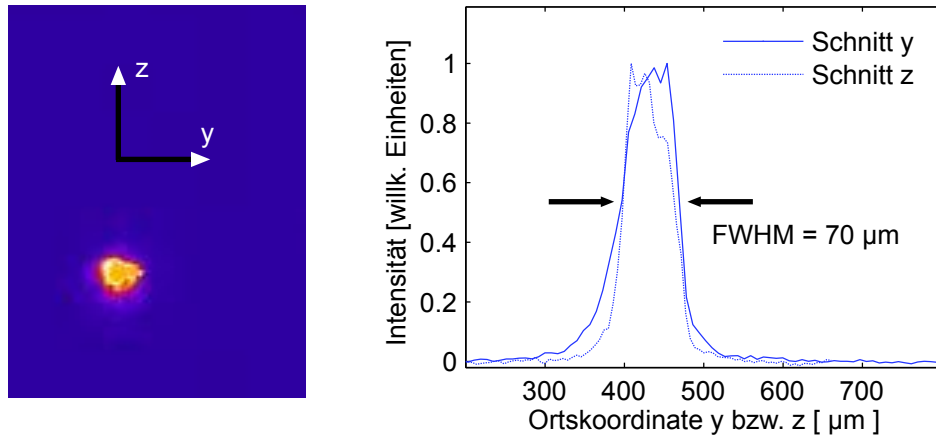
#### 6.3.4 Zeitaufgelöste Bestimmung der Heiztemperatur

Für die Hohlraumexperimente muss die Position des Laserfokus mit großer Sorgfalt auf die Mitte der Hohlraumöffnung ausgerichtet werden. Wie in Kapitel 5.2.2 dargestellt wurde, sind nicht statistische Schwankungen der Fokusposition (pointing), sondern der erreichbare Fokusdurchmesser und die Pulslänge die begrenzenden Faktoren für den minimal möglichen Durchmesser der Lasereintrittsöffnung im Hohlraum. Am Rand der Eintrittsöffnung wird, wie auf der gesamten Innenseite des Hohlraums, durch die thermische Strahlung ein Plasma gezündet. Dieses expandiert auf die Achse und darf das Eintrittsloch für Licht der Laserwellenlänge erst verschließen, wenn der Laserpuls zu Ende ist.

## 6. DISKUSSION DER EXPERIMENTELLEN ERGEBNISSE

Deshalb ist der Durchmesser der Eintrittsöffnung mit  $330\text{ }\mu\text{m}$  um etwa einen Faktor sechs größer als der Fokusbereich. So besteht auch die Möglichkeit, diese Öffnung für die Beobachtung der primären Wechselwirkungszone von Laser- und Hohlraumwand zu verwenden, weil dieser Bereich unter einem kleinen Winkel zur Lasereinfallsrichtung an der Fokussieroptik vorbei sichtbar ist. Röntgenstrahlung, die dieses heiße Primärplasma emittiert, wurde in den Experimenten mit einem Röntgenspiegel-Spektrometer zeitaufgelöst gemessen. Es bietet die Möglichkeit, bei einer Photonenenergie die von der Quelle abgestrahlte Leistung in absoluten Einheiten zu messen. Die Zeitauflösung liegt bei  $1,5\text{ ns}$  und entspricht der Anstiegszeit des Detektors (Si-PIN-Diode), wenn dieser mit  $400\text{ V}$  Vorspannung betrieben wird. Der Aufbau des Spektrometers ist in Kapitel 5.4 zusammen mit seiner Funktionsweise und der Datenauswertung beschrieben.

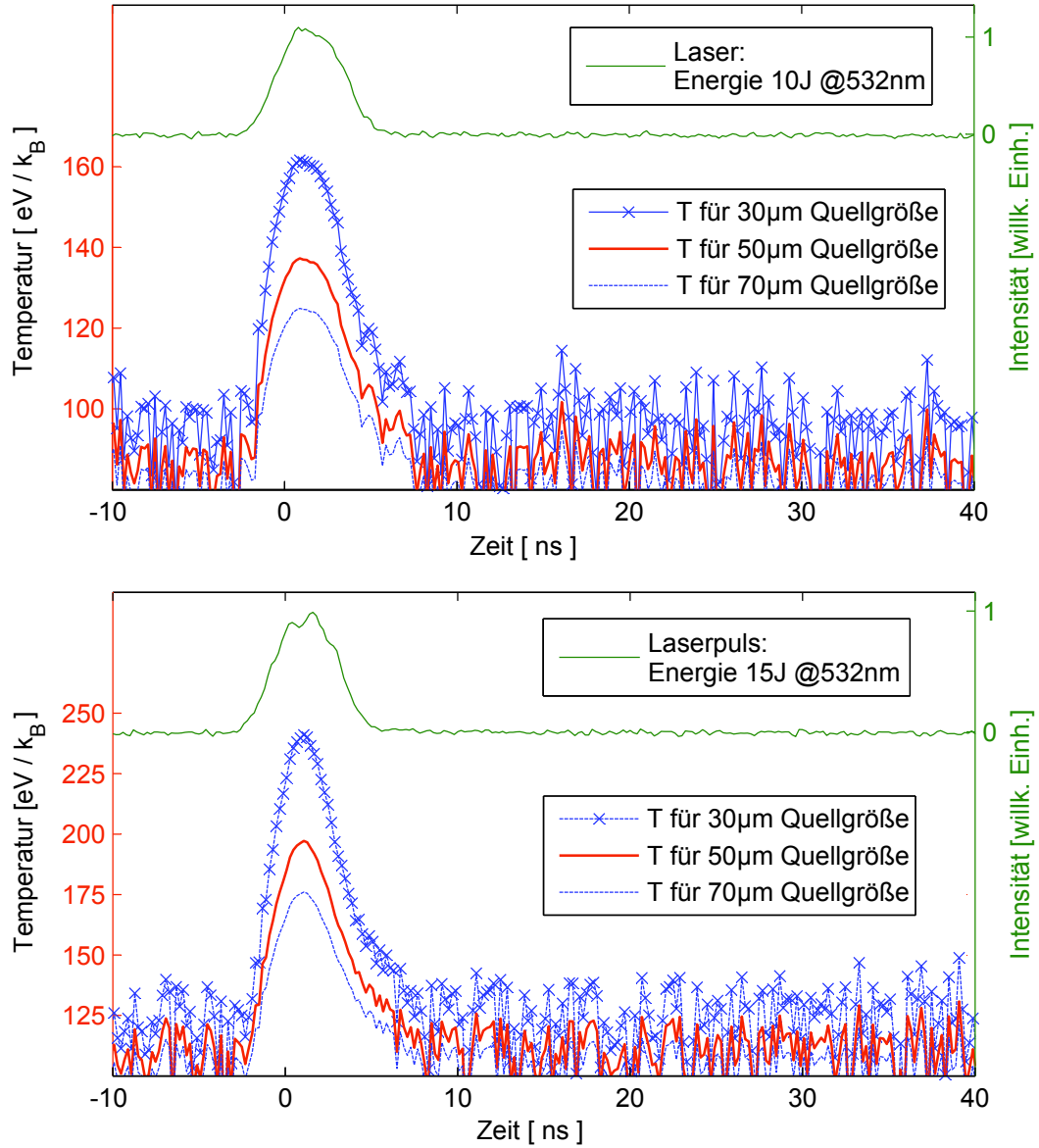
Aus dem gemessenen zeitlichen Verlauf der abgestrahlten spektralen Leistung kann die Temperatur der Strahlung berechnet werden, wenn die Quellgröße bekannt ist. Im Unterschied zu dem Diodenspektrometer, welches Strahlung aus dem Diagnostikloch des Hohlraums detektiert, ist die Quellgröße hier nicht durch die Fläche der Lasereintrittsöffnung definiert. Diese ist mit einem Durchmesser von  $330\text{ }\mu\text{m}$  sehr viel größer als der Bereich des heißen Plasmas auf der Rückwand des Hohlraums. Aufnahmen mit einer Röntgen-Lochkamera zeigen, dass die energetische Röntgenstrahlung, für die das Spiegel-Spektrometer sensitiv ist, nur aus dem Bereich des Plasmas emittiert wird, den der Laser während der Dauer des Pulses heizt. Deshalb wird für die Auswertung davon ausgegangen, dass sich die Quellgröße zeitlich nicht ändert und dass sie dem Durchmesser des Laserfokus entspricht.



**Abbildung 6.17:** Diese Aufnahme des Plasmaleuchtens wurde mit einer Röntgen-Lochkamera gewonnen (vgl. Kap. 5.2.1), die unter  $45$  Grad zum Laserstrahl auf das Target zeigt. Das  $20\text{ }\mu\text{m}$ -Loch der Kamera ist mit einem Filter aus  $2\text{ }\mu\text{m}$  Polypropylen und  $400\text{ nm}$  Aluminium versehen, so dass Strahlung ab einer Energie von  $860\text{ eV}$  ( $50\%$  Transmission) die Röntgen-CCD erreichen kann.

Die transversale Intensitätsverteilung des Lasers im Fokus, d.h. am Ort des Targets, kann während eines Experiments mit voller Laserenergie nicht gemessen werden. Allein mit der Oszillatorenergie, wobei der Strahl aber alle optischen Komponenten durchläuft und so zumindest die statischen Aberrationen berücksichtigt werden, wurde ein Fokusbereich von  $30\text{ }\mu\text{m}$  bestimmt. Dieser Wert legt die untere Grenze des tatsächlichen Fokusbereichs

messers fest. Wenn mit voller Energie gearbeitet wird, ist wegen thermischer Effekte in den Verstärkerstäben mit einer Vergrößerung des Fokus zu rechnen. Andererseits zeigen Aufnahmen mit der Röntgen-Lochkamera (Abb. 6.17) bei bestmöglicher Fokussierung, dass die Quellgröße für Röntgenstrahlung kleiner als  $70\text{ }\mu\text{m}$  (FWHM) ist. Strahlung kann den verwendeten Filter erst ab einer Photonenenergie von  $\approx 860\text{ eV}$  passieren (50% Transmission, vgl. Abb. A.1, S. 93), so dass die Quellgröße der Röntgenstrahlung, die mit dem Spiegelspektrometer gemessen wurde ( $h\nu = (930 - 1100)\text{ eV}$ ), sicher kleiner als  $70\text{ }\mu\text{m}$  ist. Die Temperatur des Primärplasmas auf der inneren Hohlraumwand wurde deshalb für eine mittlere Quellgröße von  $50\text{ }\mu\text{m}$  berechnet, wobei die Kurven für  $30\text{ }\mu\text{m}$  und  $70\text{ }\mu\text{m}$  in der Abbildung 6.18 als Fehlergrenzen angesehen werden können.



**Abbildung 6.18:** Zeitlicher Temperaturverlauf des Primärplasmas auf der Innenseite der Hohlraumwand für zwei Experimente mit unterschiedlicher Laserenergie. Die berechnete Temperatur hängt von der Quellgröße ab, für deren Durchmesser eine untere ( $30\text{ }\mu\text{m}$ ) und eine obere Grenze ( $70\text{ }\mu\text{m}$ ) angegeben werden kann. Mit diesem Röntgenspiegel-Spektrometer können erst Temperaturen ab  $\approx 100\text{ eV}$  gemessen werden (vgl. dazu die Diskussion in Kap. 5.4.2, Seite 52). Auf der gleichen Zeitachse ist jeweils auch der zeitliche Verlauf der Laserintensität am Ort des Targets angegeben.

## 7 Ausblick

Die Möglichkeit, ein Target bei Festkörperdichte mit thermischer Strahlung im weichen Röntgenbereich zu heizen, erweitert den Bereich zugänglicher Plasmaparameter hin zu höheren Dichten. Andererseits wird die Plasmatemperatur des Ionentargets durch die Verluste bei der Konversion der Laserenergie im Hohlraum gegenüber der direkten Bestrahlung mit dem Laser niedriger sein. Die indirekte Heizung ist deshalb für die Experimente zur Ionen-Plasma-Wechselwirkung als alternative Methode zu sehen, mit der ein Plasmataarget bei bislang unerreicht hoher Dichte, niedrigerer Temperatur und mit guter räumlicher Homogenität erzeugt werden kann.

Neben den Experimenten mit lasergeheizten Hohlräumen werden auch die Experimente zur direkten Heizung von Folientargets kontinuierlich weiterentwickelt. Die Zeitauflösung und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei der Flugzeitmessung der Ionen konnte mit dem neuen Diamantdetektor wesentlich verbessert werden. Dieser Detektortyp eignet sich in einem veränderten Aufbau auch dafür, die Ladungsverteilung der Ionen mit hoher Zeitauflösung zu messen, nachdem diese das Plasma durchdrungen haben. Ein entsprechendes Konzept wird gegenwärtig entwickelt und soll in naher Zukunft realisiert werden.

Die Aussagekraft des gemessenen Energieverlustes und der Ladungsverteilung im Hinblick auf ein besseres Verständnis der Wechselwirkungsprozesse im Plasma, gewinnt mit der Qualität der Plasmadiagnostik. Bei der direkten Heizung einer Probe erschweren die großen Temperatur- und Dichtegradienten im Plasma eine numerisch präzise Messung der Zustandsgrößen mit hoher Zeitauflösung. Experimentell sind Parameter wie die Dichte freier Elektronen oder die Plasmatemperatur oft nur in einem beschränkten Wertebereich zugänglich, oder können zwar zeitaufgelöst, nicht aber ortsaufgelöst gemessen werden. Daher wird eine Simulation der Plasmaexpansion auch in Zukunft eine wichtige Rolle bei der Beschreibung der Experimentparameter spielen. Die Bedeutung der experimentell bestimmten zeitlichen Entwicklung des Plasmazustandes besteht deshalb auch darin, die Gültigkeit einer solchen Simulation zu verifizieren. An dieser Stelle konnte mit der Entwicklung der *Multi-Frame*-Interferometrie ein wesentlicher Beitrag geleistet werden. Mit dieser Technik wurde die Dichte der freien Elektronen bis zu einer maximalen Dichte von  $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  ortsaufgelöst und zu verschiedenen Zeitpunkten während der Plasmaentwicklung gemessen. Eine systematische Untersuchung der Dichteverteilungen für verschiedene Experimentparameter wird gegenwärtig durchgeführt und kann dann mit hydrodynamischen Simulationsrechnungen verglichen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit dem Umbau des *Nhelix*-Lasers und dessen Erweiterung um einen zweiten Laserstrahl mit kürzerer Pulsdauer auch der Grundstein für zusätzliche Plasmadiagnostik gelegt. Mit einer Energie von wenigstens 2 J bei einer Wellenlänge von 532 nm und 0,5 ns Pulslänge, hat dieser zweite Laserpuls ausreichend Energie, um *Thomson*-Streuexperimente am Plasma durchzuführen. Ein entsprechender Aufbau, um aus dem Spektrum des gestreuten Lichts Temperatur und Dichte des Plasmas zu

bestimmen, wurde bereits am Messplatz integriert. In einem nächsten Schritt soll der experimentell zugängliche Bereich hin zu höheren Plasmadichten durch *Thomson*-Streuung mit Strahlung im Röntgenbereich erweitert werden. Dies wird mit dem *Phelix*-Laser als "Backlighter" möglich, der sich gegenwärtig an der GSI im Aufbau befindet und eine Energie von bis zu 1 kJ bei 10 ns Pulslänge bereitstellen wird.

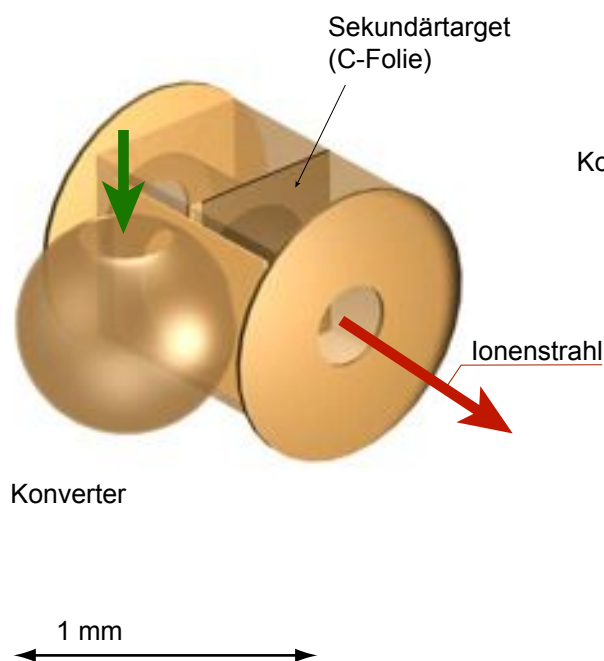
Mit dem *Phelix*-Laser bietet sich einerseits die Möglichkeit, vollionisierte Plasmen bei der direkten Bestrahlung von Festkörperproben mit niedriger Ordnungszahl (Li oder C) zu erzeugen. Andererseits wird die Pulsenergie auch ausreichen, um ein Plasmatarget für den Ionenstrahl mit thermischer Hohlraumstrahlung zu heizen. Aus der Bedingung, dass die Röntgenstrahlung das Target gleichmäßig über sein ganzes Volumen heizen soll, folgt, dass bei einem Durchgang nur wenig Energie absorbiert werden darf. Deshalb muss sich das Target in einem Hohlraum befinden, der die Strahlung einschließt (vgl. Abb. 7.1). Der Konverter wird dann von dem Sekundärhohlraum mit einer dünnen Folie getrennt sein, die für die Röntgenstrahlung weitgehend transparent ist, aber eine direkte Heizung des Iontargets durch reflektiertes Laserlicht verhindert. Im Gleichgewicht entspricht die Plasmatemperatur des Targets dann der Strahlungstemperatur in diesem Sekundärhohlraum.

Mögliche Hohlraumgeometrien werden aktuell anhand von Simulationsrechnungen auf ihre Eignung hin untersucht, eine hohe Konversionseffizienz in thermische Strahlung zu erzielen, welche für die Heizung des Sekundärtargets verwendet werden kann. So zeigten die Experimente mit dem *Nhelix*-Laser, dass in einem sphärischen Goldhohlraum mit kleinem Durchmesser (750  $\mu\text{m}$ ) zwar eine Konversionseffizienz von 74% erreicht wurde, aber nur 14% der Laserenergie in Form von thermischer Strahlung aus der Diagnostiköffnung austreten, die für die Heizung eines Sekundärtargets genutzt werden könnte. Die Konversionseffizienz in nützliche Strahlung kann in einfacher Weise verbessert werden, wenn es gelingt, das Lasereintrittsloch zu verkleinern, ohne dass es durch abströmendes Plasma verschließt, bevor der Laserpuls beendet ist. Andererseits folgt die Strahlungstemperatur im Hohlraum dem zeitlichen Verlauf des Heizlasers, sobald die Temperatur so hoch ist, dass die abgestrahlte Leistung in der gleichen Größenordnung liegt wie die Leistung des Heizlasers. Deshalb muss die Pulsdauer des Lasers länger sein als die Dauer eines Ionenpulses (3 ns), wenn die Plasmatemperatur wenigstens während der Wechselwirkung eines Ionenpulses mit dem Plasma zeitlich konstant sein soll.

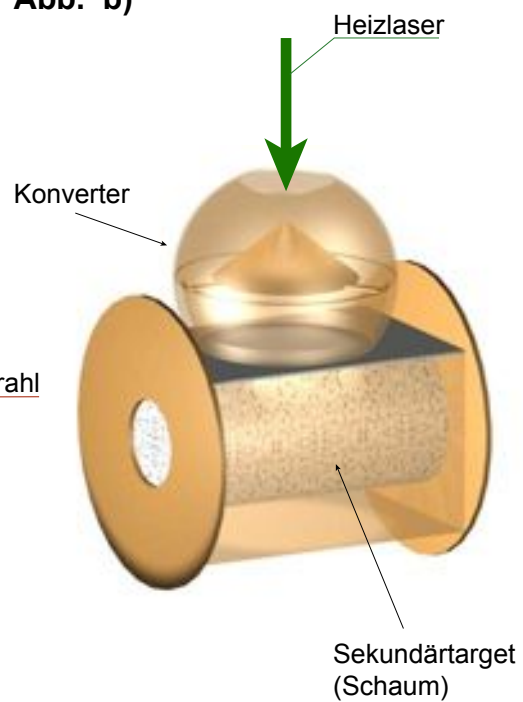
Es wird die Aufgabe folgender Experimente sein, die Hohlraumgeometrie und die zeitliche Pulsform des Lasers zu optimieren, sobald der *Phelix* einsatzbereit ist. Bei den Experimenten zum Energieverlust von schweren Ionen in einem indirekt geheizten Target, wird sorgsam darauf zu achten sein, in welchem Zeitbereich homogene Plasmaparameter vorliegen und die Messung nicht durch abströmendes Goldplasma von den Wänden des Sekundärhohlraums verfälscht wird.



**Abb. a)**



**Abb. b)**

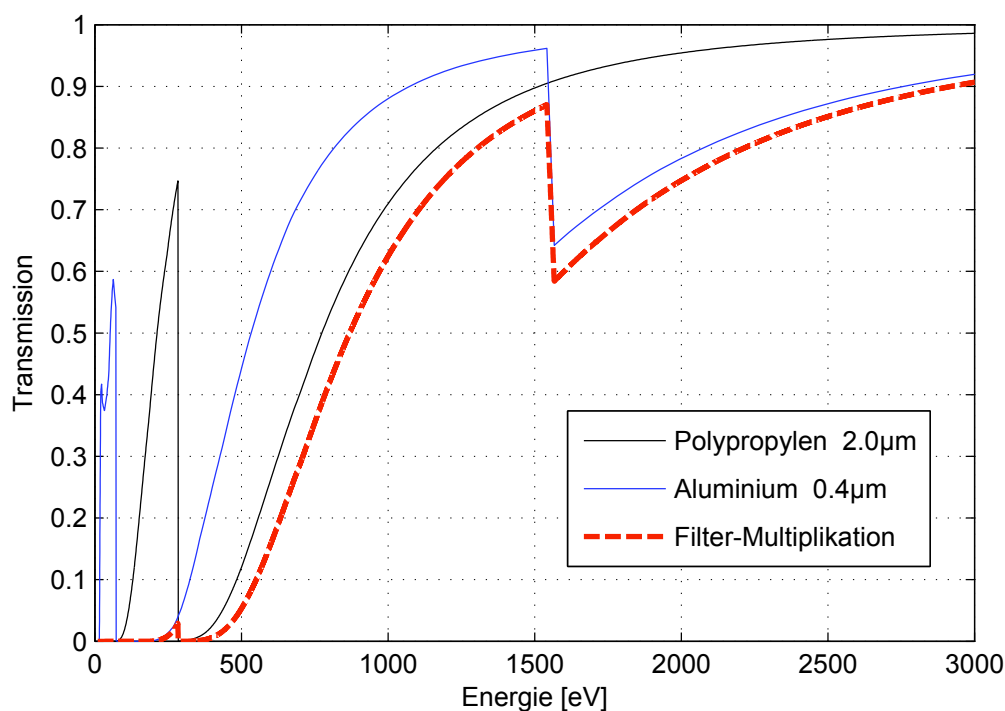


**Abbildung 7.1:** Zwei mögliche Hohlraumgeometrien für die indirekte Heizung eines Plasmatarets für einen Ionenstrahl mit thermischer Hohlraumstrahlung. Der Konverter ist von dem Sekundärhohlraum durch eine dünne Folie getrennt, die für weiche Röntgenstrahlung weitgehend transparent ist, aber die direkte Heizung des Targets für den Ionenstrahl durch Laserlicht verhindert. In der Abb. a) ist als Ionentarget eine dünne Festkörperfolie gezeigt, es ist aber auch denkbar, den Sekundärhohlraum mit einem Schaumtarget zu füllen (Abb. b).



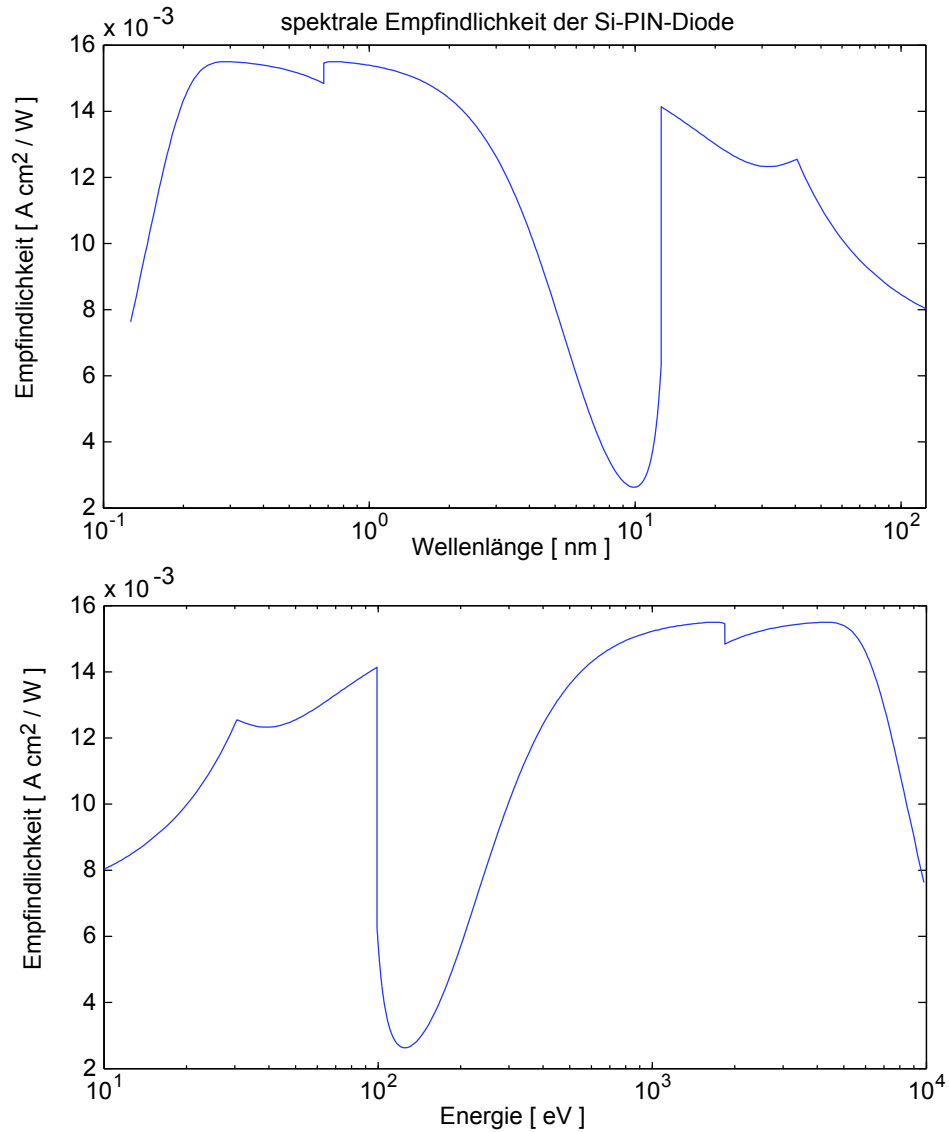
# A Anhang

## A.1 Röntgen-Filtertransmission



**Abbildung A.1:** Transmission für Röntgenstrahlung im Energiebereich bis 3 keV für eine Filterkombination, wie sie etwa in der Röntgen-Lochkamera (vgl. Kap. 5.2.1 und Abb. 6.17, S.86) eingesetzt wurde, um sichtbare Strahlung des Plasmaleuchtens zu blockieren. Hier wurde die Transmission mit zwei übereinander gelegten Filtern verringert, von denen jeder eine dünne Tragschicht Polypropylen ( $1\text{ }\mu\text{m}$ ) besitzt, die von beiden Seiten mit je 100 nm Aluminium bedampft ist. Bei einer solch geringen Schichtdicke können sich noch Mikrolöcher im Aluminium befinden, die jedoch in den benachbarten Schichten nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit an der gleichen Stelle sitzen.

## A.2 Detektorempfindlichkeit



**Abbildung A.2:** Spektrale Empfindlichkeit der Si-PIN-Diode, die in dem Röntgenspiegel-Spektrometer (Kap. 5.4) verwendet wurde. Die Empfindlichkeit ist angegeben als das Verhältnis des Stroms [A], den die Diode liefert, zu ihrer Empfängerfläche [cm<sup>2</sup>] und der Leistung [W], mit der sie bestrahlt wird.

## 2 Literaturverzeichnis

- [1] K. G. Diedrich et al. *Charge State of Fast Heavy Ions in a Hydrogen Plasma*. Phys. Rev. Lett., 69(25):3623, 1992.
- [2] M. Geißel. *Untersuchung lasergeheizter Plasmen für Wechselwirkungsexperimente von Schwerionen mit ionisierter Materie*. Dissertation, TU-Darmstadt, 2002.
- [3] M. Roth. *Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes schwerer Ionen in laser-erzeugten Plasmen*. Dissertation, TU-Darmstadt, 1997.
- [4] M. Roth et al. *Energy loss of heavy ions in laser-produced plasmas*. Europhysics Letters, 50:28–34, April 2000.
- [5] K. Eidmann et al. *Measurement of the extreme UV opacity of a hot dense gold plasma*. Europhysics Letters, 44:459–464, 1998.
- [6] R. Sigel. *The Generation of Intense Planck Radiation by Laser*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 29(10A):1261–1272, 1987.
- [7] G.D. Tsakiris. *Energy redistribution in cavities by thermal radiation*. Phys. Fluids B, 4(4):992, 1991.
- [8] P. D. Goldstone et al. *Dynamics of high-Z plasmas produced by a short-wavelength laser*. Phys. Rev. Lett., 59(1):56, 1987.
- [9] S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn. *The Physics of Inertial Fusion*. Number 125 in International Series of Monographs on Physics. Oxford Science Publications, 2004.
- [10] P. Mulser et al. *Plasma Production by Laser*. Physics Reports C, 3, 1973.
- [11] W.L. Wiese, J.R. Fuhr, and T.M. Deters. *Atomic Transition Probabilities of Carbon, Nitrogen and Oxygen*. Journal of Physical and Chemical References Data, Monograph No.7, 1996.
- [12] P. Mulser. *Skript zur Vorlesung: Theorie der Licht-Materie Wechselwirkung bei hohen Intensitäten*. TU-Darmstadt, 1999.
- [13] W.L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interaction*. Addison Wesley, 1988.
- [14] R. J. Goldston and P.H. Rutherford. *Plasmaphysik*. Vieweg, 1998.
- [15] D. Bohm and E.P. Gross. *Theory of Plasma Oscillations. A. Origin of Medium-Like Behavior*. Phys. Rev. Lett., 75(12):1851, 1949.
- [16] C. Garban-Labaune et al. *Effect of Laser Wavelength and Pulse Duration on Laser-Light Absorption and Back Reflection*. Phys. Rev. Lett., 48(15):1018, 1982.

- [17] C.J. Batani, D. and Joachain, S. Martellucci, and A. N. Chester. *Atoms, Solids, and Plasmas in Super-Intense Laser Fields*. Kluwer Academic / Plenum Publishers, New York, 2001.
- [18] C.E Max. *Physics of Laser Fusion, Volume I: Theory of the Coronal Plasma in Laser Fusion Targets*. Lawrence Livermore National Laboratory, 1982.
- [19] I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 2000.
- [20] F. Albert et al. *Interferograms obtained with a X-ray laser by means of a wavefront division interferometer*. Optics Communications, 1997.
- [21] L. B. Da Silva et al. *Electron Density Measurement of High Density Plasmas Using Soft X-Ray Laser Interferometry*. Phys. Rev. Lett., 74:3991, 1995.
- [22] C. M. Vest. *Holographic Interferometry*. John Wiley, 1979.
- [23] F. C. Jahoda and G. A. Sawyer. *Methods of Experimental Physics*, volume 9B. Academic Press, New York, 1971.
- [24] K. Weyrich. *Untersuchungen zum Energieverlust von Schwerionen in einem Wasserstoffplasma*. Dissertation, GSI-Report 89-05, 1989.
- [25] K.G. Dietrich. *Untersuchung des Energieverlustes und des Ladungszustands von hoch-energetischen Schwerionen in einem Wasserstoffplasma*. Dissertation, GSI-Report 91-24, 1991.
- [26] A. Blažević. *Hochauflösende Schichtanalytik mit hochenergetischen schweren Ionen*. Dissertation, Freie Universität Berlin, 1998.
- [27] T. Peter. *Energieverlust von Schwerionenstrahlen in dichten Plasmen*. Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 1988.
- [28] W. Süß. *Experimentelle Bestimmung der Ladungsverteilung schwerer Ionen nach Wechselwirkung mit dichten lasererzeugten Plasmen*. Dissertation, TU-Darmstadt, 1999.
- [29] F. Wamers. *Entwicklung eines Detektors für gepulste Schwerionenstrahlen*. Diplomarbeit, TU-Darmstadt, 2006.
- [30] T. Peter and B. Kärcher. *Influence of partial ionization on the energy loss of fast ions in high-Z material*. J. Appl. Phys., 69(7):3835, 1991.
- [31] R. Sigel. *Laser Generated Intense Thermal Radiation*, Handbook of Plasma Physics, volume 3. Elsevier Science Publishers, 1991.
- [32] E. L. Dewald et al. *Radiation-Driven Hydrodynamics of High-Z Hohlraums on the National Ignition Facility*. Phys. Rev. Lett., 95:215004, 2005.
- [33] D. H. Froula et al. *Full-aperture backscatter measurements on the National Ignition Facility*. Review of Scientific Instruments, 75(10):4168, 2004.
- [34] C. J. Randall and J. R. Albritton. *Chaotic Nonlinear Stimulated Brillouin Scattering*. Phys. Rev. Lett., 1984.

- [35] S. Hüller et al. *Nonstationary stimulated Brillouin backscattering*. Phys. Fluids. B., 1991.
- [36] A. V. Chirikikh et al. *Nonstationary stimulated Brillouin scattering in a laser plasma*. Phys. Rev. Lett., 71(5):723, 1993.
- [37] S. H. Glenzer et al. *Thomson scattering in the corona of laser-produced gold plasmas*. Rev. Sci. Instrum., 68(1):668, 1997.
- [38] P. Neumayer et al. *Status of PHELIX laser and first experiments*. Laser and Particle Beams, 23(3):385, 2005.
- [39] R. Menzel. *Photonics, Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*. Springer, 2001.
- [40] A. Azima. *Design und Aufbau eines Hochenergielasersystems*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2004.
- [41] A. Otten. *Der Einfluß von spannungsinduzierter Doppelbrechung auf das Strahlprofil und das Trennungsverhältnis des Nhelix-Lasers*. Miniforschung, TU-Darmstadt, 2006.
- [42] Ina Alber. *Effizienz der Doppelpass-Verstärkung im Nhelix-Hochenergielaser*. BA-Arbeit, TU-Darmstadt, 2006.
- [43] A.V. Bessarab et al. *Laser-Plasma Calorimeter*. Internal communication, 2006.
- [44] K.R. Manes et al. *Polarization and Angular Dependence of 1.06- $\mu$ m Laser-Light Absorption by Planar Plasmas*. Phys. Rev. Lett., 39(5):281, 1977.
- [45] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids*, volume 1 of *Stopping and Ranges of Ions in Matter*. Pergamon Press, New York, 1984/1999.
- [46] A. Ben-Kisha et al. *Extreme ultraviolet-vacuum ultraviolet spectrum detection using image plates*. Review of Scientific Instruments, 71(7), 2000.
- [47] J. Reader et al. *Image plates for registration of far-ultraviolet spectra*. Applied Optics, 39(4), 2000.
- [48] T. Heßling. *Herstellung und Charakterisierung von Hohlraumtargets*. Diplomarbeit, TU-Darmstadt, 2005.
- [49] Craig J. Sansonetti et al. *Wavelengths of spectral lines in mercury pencil lamps*. Applied Optics, 35(1), January 1996.
- [50] Robert E. Huffman. *Absorption cross-sections of atmospheric gases for use in aeronomy*. Canadian Journal of Chemistry, 47:1823, 1969.
- [51] B. L. Henke et al. *X-Ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission and reflection at  $E=50-30000\text{eV}$ ,  $Z=1-92$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables, 54:181–342, 1993.
- [52] Olliver Deppert. *Bestimmung der Abklingzeit eines UV-Strahlungskonverters*. BA-Arbeit, TU-Darmstadt, 2007.

- [53] G. Schaumann. *Erweiterte diagnostische Verfahren zur Charakterisierung lasererzeugter Plasmataargets für schwere Ionen*. Diplomarbeit, TU-Darmstadt, 2002.
- [54] A. Pelka. *Bestimmung der Elektronendichte in lasererzeugten Plasmen mittels Laserinterferometrie*. Diplomarbeit, TU-Darmstadt, 2005.
- [55] Clemens Liebig. *Entwicklung eines Abbildungssystems mit variabler Vergrößerung für den Einsatz eines Wollastoninterferometers als Plasmadiagnostik*. BA-Arbeit, TU-Darmstadt, 2006.
- [56] G. Schaumann et al. *High energy heavy ion jets emerging from laser plasma, generated by long pulse laser beams from the NHELIX laser system at GSI*. Laser and Particle Beams, 23:503, 2005.
- [57] Susanne Hertsch. *Messung der Lichttransmission an lasergeheiztem Kohlenstoffplasma*. BA-Arbeit, TU-Darmstadt, 2006.
- [58] N.G. Borisenko et al. *Plastic Aerogel Targets and optical Transparency of undercritical microheterogeneous Plasma*. Internal communication, 2007.
- [59] A. Ng et al. *Saturation of Stimulated Brillouin Backscatter in CO<sub>2</sub>-Laser-Plasma Interaction*. Phys. Rev. Lett., 42(5):307, 1979.
- [60] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer Series in Optical Sciences. Springer, fifth edition, 1999.
- [61] J. D. Lindl et al. *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain*. Phys. Plasmas, 2(11):3933, 1995.
- [62] J.D. Lindl et al. *The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility*. Physics of Plasma, 11(2):339, 2004.



# **Ehrenwörtliche Erklärung**

Hiermit versichere ich, dass dies mein erster Promotionsversuch ist, und dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Darmstadt, den 11. Januar 2008

# Lebenslauf

---

Name	Gabriel Schaumann
Wohnort	Emilstr. 44 64293 Darmstadt
Geboren am	08. August 1975 in Rüsselsheim
Eltern	Dipl.-Ing. Klaus Peter Schaumann Dipl.-Bibl. Hannah Eiffler-Schaumann, geb. Eiffler

## Schulbildung:

---

1982-1986	Grundschule Nieder-Ramstadt
1986-1995	Edith-Stein-Schule Darmstadt, Abschluss mit Abitur

## Zivildienst:

---

06/1995-08/1996	Berlin
-----------------	--------

## Studium:

---

WS/96-WS2002	Studium der Physik an der TU-Darmstadt Abschluss mit Diplom
--------------	--

## Arbeitsstelle:

---

seit 01/2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am FB-Physik der Technischen Universität Darmstadt
--------------	--

# Danksagung

Mein ganz herzlicher Dank geht an Herrn Prof. Dr. Markus Roth für die Überlassung der Arbeit und sein Vertrauen in die Leistungsbereitschaft und Kreativität seiner Mitarbeiter. Ich habe sein sehr persönliches Engagement, das auch über den Rahmen der jeweiligen fachlichen Arbeit hinausging, stets als Herausforderung und Chance erlebt, neue Ideen zu entwickeln und im Experiment mit den Kollegen in die Tat umzusetzen. Seine fachliche und persönliche Unterstützung trug wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Herrn Prof. Dr. Dr.h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann möchte ich für die herzliche Aufnahme in die Abteilung Plasmaphysik der GSI danken. Ohne seine Rückendeckung beim Aufbau des Targetlabors an der TU-Darmstadt und dem Ausbau des *Nhelix*-Lasers an der GSI wären die Experimente in dieser Form nicht möglich gewesen.

Für die freundschaftliche Zusammenarbeit und stetige, verlässliche Unterstützung in allen Arbeitsbereichen möchte ich Herrn Dipl.-Phys. Thomas Hessling ganz besonders danken. Viele fruchtbare Diskussionen, sein Engagement bei den Experimenten und nicht zuletzt sein unermüdlicher Einsatz bei der ermüdenden Herstellung von Hohlräumen trugen wesentlich zu dieser Arbeit bei.

An dieser Stelle gilt mein Dank auch Herrn Dennis Schumacher, der wesentlichen Anteil an der Entwicklung des UV-Diodenspektrometers hat und zum Gelingen der Experimente mit stetem Optimismus, sorgfältiger Arbeit und so manch glücklichem Zufall beitrug.

Mein besonders lieber Dank geht an alle Mitglieder der Arbeitsgruppe für die gemeinsame Arbeit und die wertvollen Erfahrungen in einer spannenden Zeit voller Höhen und Tiefen. Für ihre konkrete Unterstützung möchte ich mich besonders bedanken bei Dr. Abel Blazevic, Dipl.-Phys. Marius Schollmeier, Dipl.-Phys. Alexander Pelka, Dipl.-Phys. Armin Azima, Alexander Frank, Alexander Schökel, Dipl.-Phys. Renate Knobloch, Dipl.-Phys. Knut Harres und Dipl.-Phys. Frank Nuernberg.

Herrn von Kalben danke ich, dass er uns einen Arbeitsbereich in "seinem" Detektorlabor einräumte und die Herstellung der Hohlraumtargets stets mit Interesse und Rat verfolgte. Ohne den unermüdlichen Einsatz der Mitarbeiter von den mechanischen Werkstätten, für den ich mich stellvertretend bei Herrn Häckl und Herrn Romig bedanken möchte, wäre der Umbau des *Nhelix*-Lasersystems und die teilweise knifflige Fertigung mancher Diagnostik nicht möglich gewesen.

An dieser Stelle denke ich an meine Eltern Hannah und Klaus, die mich in all den Jahren auf vielfältige Art unterstützt haben und mir so ein Studium und diese Art Erfahrung erst ermöglichten. Danke.